

Absolut- und Relativanschluß südlicher Standardsterne

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

HELMUT TÜG

aus

Essen

Bochum 1978

Absolut- und Relativanschluß südlicher Standardsterne

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

HELMUT TÜG

aus

Essen

Bochum 1978



Dissertation eingereicht am26. Mai.1978.....

Tag der mündlichen Prüfung 5. Juli 1978

Referent Prof. Dr. Th. Schmidt-Kaler

Korreferent Prof. Dr. H.-J. Kunze

Inhalt	Seite
Zusammenfassung	
I. Einleitung	2
II. Beobachtungsprogramm	6
III. Instrumente	11
1. Vergleichsstrahler	11
2. Teleskop-Scanner-Systeme	15
IV. Durchführung der Beobachtungen	23
1. Sternmessungen	24
2. Ofenmessungen	29
V. Auswertung	32
1. Methode	32
2. Extinktion	37
3. Streulicht	45
VI. Ergebnisse	51
VII. Diskussion	73
VIII. Fehlerbetrachtungen	83
IX. Vergleich mit Modellrechnungen	91
Literaturverzeichnis	98
Appendix	A 1



Digitized by the Internet Archive
in 2026

ZUSAMMENFASSUNG

14 südliche Standardsterne (Tabelle 1) wurden zur Bestimmung ihrer spektralen Energieverteilung über ein Netz von 10 äquatornahen Sternen an den Fundamentalstern α Lyr angeschlossen (Abb.4). Hiervon konnten 12 Sterne durch einen Vergleich mit zwei Schwarzen Körpern (Kupferpunkt- und Platinpunktstrahler) auch absolut geeicht werden. Die Beobachtungen am Nordhimmel wurden in Flagstaff (Arizona) und am Südhimmel auf La Silla (Chile) durchgeführt. In beiden Fällen stand ein 61 cm-Teleskop mit rechnergesteuertem Spektrumscanner zur Verfügung.

Der Bereich 3200 - 8800 Å wurde in äquidistanten Schritten von 50 Å mit einer maximalen Auflösung von 20 Å gemessen und die Ergebnisse auf den Fluß bei 5556 Å normiert. Der geschätzte systematische Meßfehler beträgt 1 % zwischen 3200 und 8500 Å. Relativ- und Absolutanschluß weichen im Mittel um nicht mehr als ebenfalls 1 % voneinander ab. Von den Standardsternen sind α Eri und α Scl im Kontinuum als variabel anzusehen. Bei einem Autorenvergleich zeigt der spektrale Fluß dieser beiden Sterne im UV Differenzen bis zu 15 %.

Die vier Haupttreihensterne τ Sco, α Gru, 41 Eri und α Hyi lassen sich im Rahmen der Fehlergrenzen an die Modellrechnungen von Kurucz et al. anpassen. Die berechneten Effektivtemperaturen weichen nicht wesentlich von der Temperaturskala von Adams und Morton ab.

I. EINLEITUNG

Die Kenntnis des spektralen Strahlungsflusses bildet die Grundlage für die Theorie der Sternatmosphären. Da seit einigen Jahren verbesserte Atmosphärenmodelle der Frühtypsterne (z.B. Kurucz, Peytremann und Avrett, 1974) vorliegen, ist eine Genauigkeit der Flußbestimmung auf 1 bis 2 % wünschenswert. Wichtige Zustandsgrößen wie Effektivtemperatur, Schwerkraft und chemische Zusammensetzung lassen sich durch die Wahl eines geeigneten Atmosphärenmodells bestimmen, wenn die spektrale Energieverteilung im Spektrum hinreichend genau bekannt ist. Mit Hilfe der früher angewandten Methoden der Spektralphotometrie ist diese heute erforderliche Genauigkeit der Flußmessung nicht zu erreichen. Erst die Verwendung von rechnergesteuerten schmalbandigen Spektralphotometern in Verbindung mit der Entwicklung neuartiger Vergleichslichtquellen bietet eine ausreichende Meßgenauigkeit.

Bei der stellaren Flußmessung lassen sich grundsätzlich zwei Methoden anwenden:

1. Relativanschluß: Das Spektrum des Programmsterns wird mit dem eines festgelegten Standardsterns verglichen. Das Risiko grober systematischer Meßfehler ist hierbei gering, dafür hängt das Ergebnis von der als bekannt vorausgesetzten Energieverteilung des Standardsterns ab.
2. Absolutanschluß: Der Vergleich des Programmsterns erfolgt mit einer Laborlichtquelle (z.B. Schwarzer Strahler, geeichte

Wolframbandlampe), deren Eigenschaften genau bekannt sind. Stern und Laborlichtquelle sollten im Idealfall unter gleichen Bedingungen und zum gleichen Zeitpunkt gemessen werden, was in der Praxis nicht zu realisieren ist. Um wenigstens annähernd gleiche Beobachtungsbedingungen zu schaffen, wird der Vergleichsstrahler in einem typischen Abstand von mehreren hundert Metern vom Teleskop entfernt aufgebaut, so daß er als Punktlichtquelle einem künstlichen Stern gleichkommt. Der zeitliche Abstand zur Sternmessung sollte möglichst gering sein. - Der Absolutanschluß ist gleichbedeutend mit der Bestimmung der instrumentellen Gesamtempfindlichkeit des Strahlungsempfängers (Teleskop-Scanner-System) zum Zeitpunkt der Sternmessung.

Bei sorgfältigen Relativmessungen kann heute im optischen Bereich der spektrale Fluß auf 1 - 2 % genau gemessen werden. Dagegen ist der Absolutanschluß hauptsächlich wegen der Unzuverlässigkeit der Vergleichsstrahler und der variablen atmosphärischen Extinktion schwierig durchzuführen. Dies wird am Beispiel des bisher am genauesten vermessenen und im folgenden verwendeten Fundamentalsterns α Lyr deutlich:

Die bis 1969 durchgeführten vier Flußmessungen (Code, 1960; Kharitonov, 1963; Glushneva, 1964; Willstrop, 1965) zeigten bei der Standardwellenlänge 5556 Å Differenzen bis zu 17 %. Der Mittelwert für den außerhalb der Erdatmosphäre ankommenden Strahlungsstrom berechnete sich bei dieser Wellenlänge zu $3.47 \times 10^{-9} \text{ erg/cm}^2 \text{ s Å}$. Neuere Messungen von Oke und Schild

(1970) am Mount Palomar ergaben einen um 3 % niedrigeren Wert von $3.36 \times 10^{-9} \text{ erg/cm}^2 \text{sÅ}$. Sie benutzten eine Wolframlampe, einen Kupferpunktstrahler und einen Platinpunktstrahler, wobei letzterer sich als unzuverlässig erwies (mögliche Ursache hierfür waren Polarisationsverluste beim Umlenken des Strahlenbündels). Die von Hayes (1970) am Lick Observatorium mit Hilfe von zwei Wolframbandlampen durchgeführte Eichung zeigte eine systematische wellenlängenabhängige Differenz zu den Oke & Schild-Daten, die im UV 5 % betrug. Durch ein verbessertes Modell für die atmosphärische Extinktion konnte diese Abweichung von Hayes und Latham (1975) bis auf ca. 2 % korrigiert werden. Ein weiterer Absolutanschluß im nahen IR wurde von Hayes, Latham und Hayes (1975) auf dem Mount Hopkins (Arizona) durchgeführt. Die Eichung erfolgte mit 2 Kupferpunktstrahlern und beschränkte sich auf nur drei Wellenlängen (6800, 8090 und 10400 Å) bei sorgfältiger Reduktion der in diesem Spektralbereich ohnehin schwachen atmosphärischen Extinktion. Durch Anpassung dieser drei Meßpunkte an den Kontinuumsverlauf der Lick- und Palomar-Eichungen ergab sich bei der Extrapolation auf 5556 Å ein Fluß von $3.45 \times 10^{-9} \text{ erg/cm}^2 \text{sÅ}$.

Als Standardstern ist α Lyr aufgrund seiner scheinbaren Helligkeit ($m_v = 0.0$) und Koordinaten ($\alpha = 18^{\text{h}}36^{\text{m}}$, $\delta = +38^{\circ}46^{\text{m}}$) direkt nur vom Nordhimmel aus für kleine Teleskope und schwache Empfänger zugänglich. Rund 10 weitere äquatornahe Standardsterne sind weniger genau kalibriert. Die hierzu häufig benutzten Tabellen von Oke (1964) und Hayes (1970) weisen signifikante Unterschiede bis zu 5 % auf.

Die wachsende Anzahl der Teleskope auf der südlichen Halbkugel ließ den Wunsch nach einem zuverlässigen Standardsternnetz am gesamten Himmel aufkommen. Aller, Faulkner und Norton (1966) schlossen vom Mount Stromlo (Australien) insgesamt 19 ausgesuchte Frühtypsterne an 9 Äquatornahe Standardsterne an. Die Messungen beschränkten sich auf den Bereich $3400 - 5870 \text{ \AA}$. Ein ähnlicher Relativanschluß - ebenfalls am Mount Stromlo durchgeführt - liegt vor von Davis und Webb (1974). Trotz der angegebenen inneren Genauigkeit der Messungen von 2 % zeigen 5 der insgesamt 19 auch von Aller et al. publizierten Spektren im kurzwelligen Bereich Differenzen von 5 - 10 %. Vergleichbare Abweichungen fanden auch Gutiérrez-Moreno, Moreno und Stock (1968) auf Cerro Tololo (Chile) im Bereich $3000 - 6000 \text{ \AA}$. Hieraus folgt, daß die Genauigkeit der spektralen Energiemessung südlicher Standardsterne sicher noch verbesserungsbedürftig ist. Absoluteichungen wurden von der Südhalbkugel aus bisher noch nicht durchgeführt.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit sollte es sein, für den Südhimmel ein zuverlässiges Netz von Standardsternen aufzustellen. Die angestrebte Genauigkeit lag im blauen Spektralbereich bei 2 % und im Roten bei 1 %. Für die Verwirklichung des geplanten Vorhabens lagen günstige Voraussetzungen vor. Hierzu zählten u.a.:

1. Hinreichend lange Beobachtungszeiten an Teleskopen in günstigen geographischen Breiten.
2. Schnelle Registrierung der Sternspektren durch rechnergesteuerte Spektralphotometer (Spektrum-Scanner).
3. Die Verwendung von zwei speziell für dieses Vorhaben gebauten Vergleichsstrahlern (Platin- und Kupferofen).
4. Die Verbesserung des Platinpunktes.

II. BEOBSACHTUNGSPROGRAMM

Die Überlegungen bei der Planung des Vorhabens gingen davon aus, das gesteckte Ziel durch einen gleichzeitigen Relativ- und Absolutanschluß zu erreichen. Das Beobachtungsprogramm umfaßte deshalb sowohl die direkte Eichung der südlichen Standardsterne mit Hilfe der beiden Vergleichsstrahler als auch den Relativanschluß derselben Sterne an den Fundamentalstern α Lyr. Beide Anschlüsse konnten in denselben Beobachtungsnächten durchgeführt werden, wenn in das Programm des Relativanschlusses zusätzlich die Messung der Vergleichsstrahler aufgenommen wurde. Ein direkter Anschluß an α Lyr ist vom Südhimmel aus wegen der unvermeidlich hohen Luftmasse für diesen Stern ($X \approx 2.5$) nicht möglich. Deshalb mußte der Relativanschluß in zwei Schritten erfolgen (Abb. 1):

1. Anschluß eines Netzes von äquatornahen Standardsternen an α Lyr vom Nordhimmel aus und
2. Anschluß der südlichen Standardsterne an dieselben Äquatorsterne vom Südhimmel aus.

Nur so war gewährleistet, daß sich der Fehler durch die atmosphärische Extinktion in vertretbaren Grenzen von maximal 2 % hielt. Die Luftmasse von $X = 1.3$ brauchte nicht überschritten werden. Es lag nahe, in das Meßprogramm am Nordhimmel eine zusätzliche Absoluteichung von α Lyr einzubeziehen. Auf diese Weise konnte dieser Standardstern unabhängig von anderen Autoren nochmals kalibriert und gleichzeitig die Zuverlässigkeit der Vergleichsstrahler getestet werden. Der letztgenannte Teil der Ar-

beit wurde bereits an anderer Stelle publiziert (Tüg, White, Lockwood, 1977). Deshalb soll im folgenden nur auf die Resultate dieser Eichung zurückgegriffen werden.

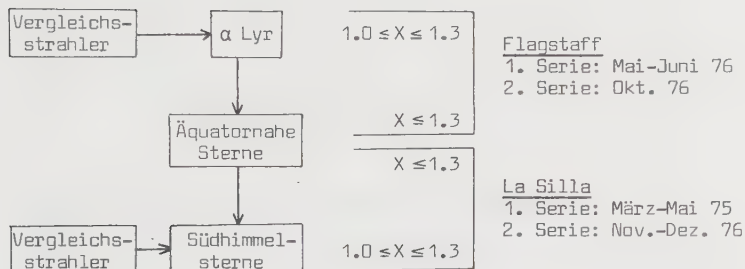


Abb. 1: Flußdiagramm der Eichung

Eine Absoluteichung der Sternstrahlung ist nur an den wenigsten Observatorien möglich. Sie setzt voraus, daß das im allgemeinen auf einer Bergspitze installierte Teleskop weit genug zum Horizont geneigt werden kann und daß sich in geeigneter Entfernung überhaupt ein Vergleichsstrahler aufstellen läßt. Beide Öfen waren deshalb so konstruiert, daß sie bei geringem Strombedarf ohne Wasserkühlung und Schutzgasspülung arbeiteten und nur das Verlegen einer entsprechenden Stromversorgungsleitung erforderlich machten. Nach sorgfältiger Prüfung erwies sich das 61 cm-Teleskop des Astronomischen Instituts der Ruhr-Universität Bochum auf La Silla (Chile) für diesen Zweck als geeignet. Der Beobachtungsort hat die geographischen Koordinaten $l = +70^{\circ}44'$, $b = -29^{\circ}15'$ und

liegt in einer Höhe $H = 2.33$ km. Am Nordhimmel stand das 61 cm-Morgan-Teleskop des Lowell Observatoriums in Flagstaff (Arizona) zur Verfügung ($l = 111^{\circ}40'$, $b = +35^{\circ}12'$, $H = 2.21$ km). Die ursprünglich am 1 m-Teleskop desselben Observatoriums 12 Meilen südöstlich von Flagstaff geplanten Versuche mußten in einer frühen Phase des Experiments aufgegeben werden, da es nicht gelungen war, die hier für die Stromversorgung der Strahler eingesetzten Benzingeneratoren zu stabilisieren.

Um ein zu jeder Jahreszeit zugängliches Netz von Standardsternen aufzustellen, war es notwendig, die Messungen in zwei um ca. 6 Monate getrennten Zeiträumen durchzuführen. α Lyr mußte in beiden Beobachtungsperioden bei einer Luftmasse von $X \approx 1.0$ zugänglich sein. Damit fielen die für Flagstaff angesetzten Messungen automatisch in die vom Wetter her günstigsten Beobachtungsmonate Mai/Juni und Oktober. Durch die zeitlich unmittelbar vorgezogene (März - Mai) bzw. anschließende (Nov./Dez.) Beobachtungsperiode auf La Silla konnten dieselben Äquatorsterne auch vom Südhimmel aus beobachtet werden.

Die Programmsterne wurden den Listen von Oke, Aller et al. und Hayes entnommen und sind in den Tabellen 1 und 2 aufgeführt. Da nur die Eichung des Kontinuums von Interesse war, handelt es sich überwiegend um Frühtypsterne der Spektralklassen B und A. Die ausgewählten Objekte sollten weder variabel noch peculiar sein und wegen ihrer relativ geringen Linienzahl im visuellen Bereich ein definiertes Kontinuum liefern. Grundsätzlich ist

Südhimmelstandards

Tabelle 1

HR	Stern	α_{1975}	δ_{1975}	Sp.	V
280	α Scl	0 ^h 57 ^m	-29 ^o 30 ⁱ	B8 III	4.30
472	α Eri	1 38	-57 21	B5 IV	0.47
591	α Hyl	1 58	-61 41	F0 V	2.86
721	κ Eri	2 26	-47 49	B5 III	4.24
1347	41 Eri	4 15	-33 52	B8.5 V	3.55
2326	α Car	6 23	-52 42	F0 Ia	-0.73
3165	ζ Pup	8 02	-39 56	O5 f	2.25
4730	α Cru*	12 25	-62 58	B1 IV	1.58
5267	β Cen	14 02	-60 15	B1 II	0.59
6165	τ Sco	16 34	-28 10	B0 V	2.83
6879	ϵ Sgr	18 22	-34 24	B9 IV	1.84
7790	α Pav	20 23	-56 49	B3 IV	1.93
8425	α Gru	22 06	-47 05	B5 V	1.73
8937	β Scl	23 31	-37 57	B9 III	4.37

*) α^1 Cru (B1 IV) + α^2 Cru (B3 n), $\Delta m = 0.5$, Abstand: 5.6"

Äquatornahe Standards

Tabelle 2

HR	Stern	α_{1975}	δ_{1975}	Sp.	V
9087	29 Psc	0 ^h 00 ^m	-3 ^o 10 ⁱ	B8 III	5.10
718	ξ^2 Cet	2 26	8 20	B9 III	4.26
1903	ϵ Ori	5 34	-1 13	B0 Ia	1.70
2421	γ Gem	6 36	16 25	A0 IV	1.93
3454	η Hya	8 42	3 28	B3 V	4.30
3982	α Leo	10 07	12 05	B7 V	1.36
4963	θ Vir**	13 08	-5 40	A1 V	4.37
5511	109 Vir	14 44	2 00	A0 V	3.74
6175	ζ Oph	16 35	-10 33	O9.5 V	2.56
7446	κ Aql	19 35	-7 05	B0.5 III	4.96
7950	ϵ Aqr	20 46	-9 35	A1 V	3.77

**) Mit Begleiter $\Delta m = 5.0$, Abstand: 7.5"

nicht bei allen Objekten eine Veränderlichkeit auszuschließen. Vom Spektraltyp her müssen ϵ Ori (B0 Ia) und ζ Pup (O5 f) wegen ihrer Hüllen zunächst als unsichere Standardsterne angesehen werden. Die äquatornahen Standardsterne liegen im Bereich $-15^{\circ} < \delta < +16^{\circ}$. Es wurden so viele Sterne in das Programm aufgenommen, daß in einer Beobachtungsperiode jeweils die Hälfte von ihnen während einer photometrischen, störungsfreien Nacht gemessen werden konnte.

III. INSTRUMENTE

1. Vergleichsstrahler

Der Goldpunkt ist z.Z. mit 1337.58 K als höchster Fixpunkt der Internationalen Praktischen Temperaturskala von 1968 (Comité International des Poids et Mesures, 1969) festgelegt. Alle höheren Schmelzpunkte werden über das Plancksche Strahlungsgesetz photometrisch an diesen Punkt angeschlossen. Für den nur 20° K höheren Kupferpunkt ist ein derartiger Anschluß unproblematisch; dagegen bereitete die Extrapolation der Temperaturskala auf den wesentlich höheren Platinpunkt den Eichinstituten große Schwierigkeiten. Erst durch die jüngsten Untersuchungen an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig (Kunz und Lohrengel, 1975) sowie am Instituto di Metrologia G. Colonnetti in Turin (Lanza und Ricolfi, 1976) kann der Platinpunkt mit 2042.1 K auf ± 0.2 K genau angegeben werden.

Für den Schwarzen Strahler liegt mit der Temperatur auch die spektrale Energieverteilung fest. Dagegen ist die Wolframlampe nur ein sekundärer Standard, weil sie erst an den Gold- bzw. Platinpunkt angeschlossen werden muß. Hierbei wird die Strahlungstemperatur bei einer fest vorgegebenen Stromstärke gemessen. Soll später die Strahlungsmessung mit der Lampe auf 1 % genau sein, ist eine Stromkonstanz von etwa 0.01 % erforderlich. Die Erfahrung hat gezeigt, daß der Transport kalibrierter Lampen über große Entfernungen nicht unproblematisch ist (z.B. Hayes, 1970). Die Aufhängung des Wolframbandes ist stoßempfindlich, was leicht zu Wi-

derstandsänderungen führen kann. Bei allen Messungen muß dasselbe Flächenelement des Bandes auf eine vor dem Austrittsfenster des Glaskolbens angebrachten Lochblende abgebildet werden. Die horizontale Abstrahlung ist wichtig, um zusätzliche Absorptions- und Reflektionsverluste durch Prismen oder Spiegel zu vermeiden, obwohl diese Verluste im Labor grundsätzlich meßbar sind. Bei dem einzigen bisher zur Sterneichung benutzten Platinofen (Oke und Schild, 1970) war aus konstruktiven Gründen ein Umlenken des Strahlengangs aus der vertikalen in die horizontale Richtung unvermeidlich. Der Platinpunkt fiel vermutlich wegen der bereits genannten Polarisationsverluste um ca. 10^0 zu niedrig aus. Aus diesen Gründen sollten bei der im folgenden beschriebenen Kalibration möglichst viele Ursachen systematischer Meßfehler ausgeschaltet werden. Durch die Verwendung eines Kupfer- und eines Platinofens mit horizontaler Abstrahlung konnte auf jegliche Zwischenabbildung verzichtet werden. Eine Lochblende an der Frontplatte der Öfen wurde so justiert, daß nur die Strahlung aus der Hohlraumöffnung des Schwarzen Körpers direkt das Teleskop erreichen konnte, wenn von der unvermeidlichen atmosphärischen Extinktion abgesehen wird. Vor dem Transport wurden beide Strahler so zerlegt, daß eine Beschädigung stoßempfindlicher Teile vermieden werden konnte.

Eine ausführliche Beschreibung des Kupferofens findet sich bei Lee (1969). Der für die Abstrahlung bestimmte zylindrische Hohlkörper ist aus Graphit und taucht in hochreines Kupfer (99.999 % Cu) ein. Durch das schmelzende bzw. erstarrende Metall wird die Strah-

lungstemperatur für ca. 5 Minuten auf ± 0.1 K konstant gehalten. Der nach der Anleitung des National Bureau of Standards (NBS) gebaute Ofen hatte infolge der bei der hohen Temperatur einsetzenden chemischen Reaktionen zwischen Quarztubus, Heizwicklung und Widerstandezement eine unerwartet kurze Lebensdauer von nur 10 Betriebsstunden. Ähnliche Erfahrungen wurden auch von Hayes gemacht. Deshalb wurden Heizwicklung und Zement gegen beständigere Materialien ausgewechselt (Kanthal A1-Draht, Sauereisen Zement Nr. 78). Danach konnten an dem Heizkörper keine Veränderungen mehr festgestellt werden. Das zusätzlich in das Kupfer eingesetzte isolierte Thermoelement (Pt-Pt/Rh) diente beim Aufheizen und Abkühlen zur Überwachung des Temperaturhaltepunktes. Der Kupferpunkt des auf diese Weise modifizierten Ofens wurde bei der PTB durch Anschluß an den Goldpunkt kontrolliert. Die gemessene Strahlungstemperatur betrug 1357.7 ± 0.2 K (erwarteter Literaturwert: 1357.6 K). Trotz einer Ofenöffnung von 3.5 mm $\varnothing$ liegt der Emissionsgrad bei 0.9999. **Dieser hohe Wert wird** dadurch erreicht, daß der Hohlkörper aus Graphit besteht und eine Bohrung von ca. 40 mm Tiefe besitzt. Wegen seiner relativ niedrigen Temperatur kann der Kupferofen nur im **langwelligen** Spektralbereich $\lambda \geq 5500 \text{ \AA}$ eingesetzt werden. Seine Bauweise läßt sich auf Metalle mit höherem Schmelzpunkt nicht übertragen.

Der Platinstrahler, der im Astronomischen Institut der Ruhr-Universität Bochum gebaut wurde (Tüg, 1974), arbeitet nach einem völlig anderen Prinzip: Ein hochreiner Platindraht (99.999 % Pt) von 0.3 mm Stärke, dessen Enden an ein Keithley-Millivoltmeter angeschlossen sind, bildet im eigentlichen Hohlraum des Schwarzen

Körpers eine Schlinge von ca. 2 mm $\varnothing$. Beim Erreichen des Platinpunktes schmilzt diese Schlinge durch, so daß an den Drahtenden eine induzierte Störspannung gemessen werden kann. Unmittelbar neben der Platinschlinge befindet sich ein EL-18-Thermoelement. Die Ausgangsspannung dieses Elements wird über ein Eisbad als Referenzpunkt von einem integrierenden Digitalvoltmeter (Typ Prema 5020) angezeigt. Das Meßgerät besitzt bei 50 Hz eine hinreichend hohe Serienstörspannungsunterdrückung von 120 dB. Eine störungsfreie Spannungsmessung ist sonst nicht möglich, weil die keramischen Bauteile des Ofens bei hoher Temperatur elektrisch leitend werden und ein von 10 A (50 Hz Wechselspannung) durchflossenes ZrO_2 -Heizrohr unmittelbar um den Hohlkörper (Al_2O_3) gelegt ist. Die EMK eines Thermoelements ist bei gleicher Temperatur mit der hier gewünschten Präzision von $\pm 1 \mu\text{V}$ ($\hat{=}$ $\pm 0.08 \text{ K}$) nicht reproduzierbar. Deshalb ist nicht die Thermospannung, sondern das Durchschmelzen der Drahtschlinge (Ausschlag am Keithley-Voltmeter) das Kriterium für das Erreichen des Platinpunktes. Die in diesem Moment am Digitalvoltmeter angezeigte Thermospannung kann über eine Feinregulierung der Ofenheizung (0.5 Ω -Potentiometer mit 10 Ω -Vorwiderstand) 1 Stunde lang auf $\pm 2 \mu\text{V}$ ($\hat{=}$ $\pm 0.2 \text{ K}$) konstant gehalten werden. Danach ist eine Änderung der thermoelektrischen Eigenschaften des Elements durch verdampftes Edelmetall nicht auszuschließen. Derartig lange Integrationszeiten werden mit dem konventionellen Metalltauchverfahren nicht erreicht, sind aber hinsichtlich der geringen Photonen- ausbeute im UV besonders wichtig.

Ein bei der PTB durchgeführter Anschluß des Platinofens an den Goldpunkt ergab bei der Eichwellenlänge 6335 Å eine Strahlungstemperatur von $T = 2031.2 \text{ K}$. Mit Hilfe des "wahren" Platinpunktes

T_{Pt} von 2042.1 K erhält man mit

$$\varepsilon = \frac{\exp(c_2/\lambda T_{Pt}) - 1}{\exp(c_2/\lambda T) - 1} \quad (c_2 = 1.4388 \times 10^{-2} \text{ mK})$$

für den Ofen einen Emissionsgrad von $\varepsilon = 0.942$. Für ein praktisch als konstant anzusehendes ε hängt damit die Strahlungstemperatur von der Wellenlänge ab. Der Emissionsgrad liegt niedriger als beim Kupferofen und ist hauptsächlich auf die 6 mm große Öffnung (bei nur 20 mm Hohlraumtiefe) des Hohlkörpers zurückzuführen. Der Durchmesser wurde absichtlich so groß gewählt und ist als Kompromiß zwischen dem Emissionsgrad auf der einen Seite und ausreichender Photonenemission im UV auf der anderen Seite zu verstehen. Eine Öffnung von nur 1 mm $\varnothing$ hätte einen Anstieg des Emissionsgrades auf 0.99 bedeutet.

2. Teleskop-Scanner-Systeme

La Silla: Der auf der Südhalbkugel benutzte Spektrum-Scanner wurde für das 61-cm-Teleskop des Astronomischen Instituts der Ruhr-Universität gebaut und ist seit 1974 auf La Silla in Betrieb. Er besitzt das gleiche Öffnungsverhältnis wie das Teleskop (1 : 15), so daß eine Anpassung der Strahlenbündel entfällt. Abb. 2 zeigt das optische und mechanische Prinzip. Der Aufbau besteht im wesentlichen aus einem Czerny-Turner-System mit gekreuzter Anordnung der Strahlengänge. Kollimator- und Kameraspiegel sind gegeneinander um 4° zur optischen Achse geneigt. Die Abbildung bleibt dadurch frei von Koma, besitzt aber einen geringen Astigmatismus, der sich nicht störend auswirkt, da der Aus-

Abb. 2: BOCHUMER SPECTRUM-SCANNER

1. Teleskop
2. Eintrittsspalt
3. Austrittsspalt
4. Kollimatorspiegel
5. Kameraspiegel
6. Filterrad
7. Multipliergehäuse
8. Ort der Photokathode
9. Feldlinse
10. Gitter
11. Verkleidung d. Gitterantriebs
12. Off-set guider
13. schwenkbarer Gesichtsfeldspiegel
14. Spaltfernenr

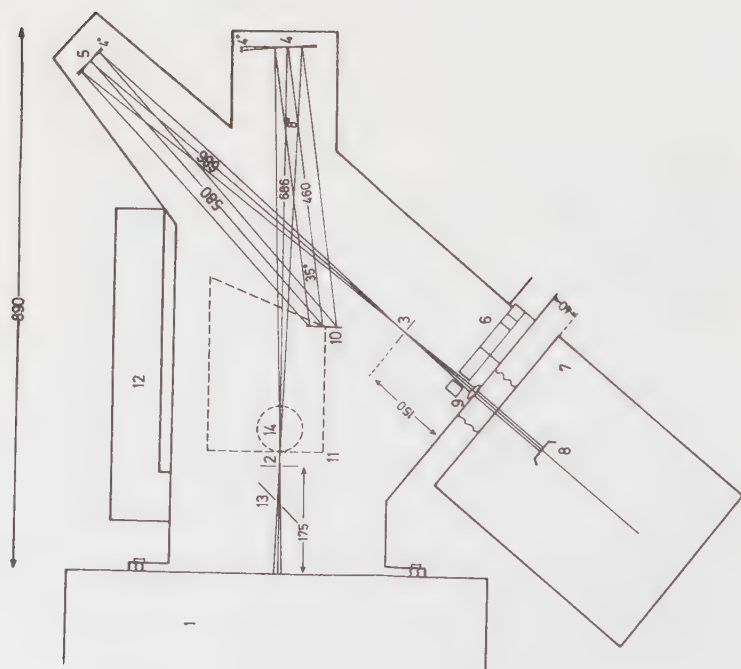
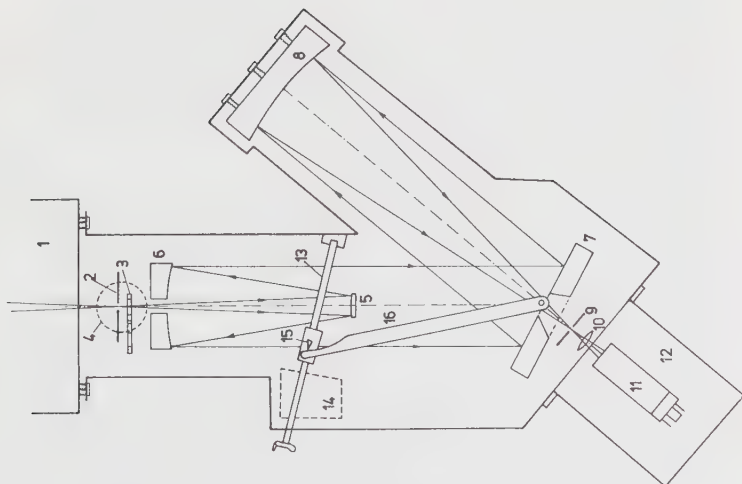


Abb. 3: SPEKTRUM-SCANNER, FLAGSTAFF

1. Teleskop
2. Eintrittsspalt
3. Filterrad
4. Spaltfernrohr
5. Sekundärspiegel d. Kollimators
6. Primärspiegel d. Kollimators
7. Gitter
8. f/3 Kameraspiegel
9. Austrittsspalt
10. Fabry-Linse
11. Multiplier
12. Multipliergehäuse
13. Präzisionsspindel
14. Schrittmotorgehäuse
15. Nocken
16. Gitterarm



trittsspalt mit der sagittalen Achse zusammenfällt. Der Vorteil der Anordnung liegt darin, daß man mit nur zwei Spiegelflächen auskommt, was die Reflektionsverluste vermindert. Das Gitter liegt nicht im Strahlengang des ein- oder austretenden Lichtbündels und kann deshalb relativ klein sein. Es besitzt bei 1200 Linien/mm die Abmessungen $52 \times 52 \text{ mm}^2$. Der Glanzwinkel beträgt $26^{\circ}45'$. Damit liegt die maximale Empfindlichkeit in der I. Ordnung zwischen 5000 - 12000 Å und in der II. Ordnung zwischen 3000 - 5000 Å. Das Gitter wird über eine Spindel mit Schrittmotorantrieb so gedreht, daß das Spektrum am Austrittsspalt vorbeigeführt wird. Die lineare Dispersion liegt in der I. Ordnung bei 10 Å/mm und in der II. Ordnung bei 5 Å/mm. Ein- und Austrittsspalte besitzen feststehende Breiten von 0.2 - 3.5 mm und sind über Schieber auswechselbar. Das Filterrad zur Trennung der Ordnungen befindet sich vor der Feldlinse des Detektors. In beiden Beobachtungsperioden wurde ein Multiplier vom Typ RCA C 31034 (GaAs-Kathode) benutzt. Unter gleichen Versuchsbedingungen sank die Dunkelstromrate von 20 Impulsen/s im März - Mai 75 auf 2 Impulse/s im Nov./Dez. 76.

Die Impulszählung nach dem Multipliaerausgang ist kommerzieller Standard. Als Endstufe dient ein 35-MHz-Zähler, der nach jedem Motorschritt ausgelesen wird. Die Integrationszeit pro Schritt ist wählbar, wurde aber, um Eigenschwingungen im System zu vermeiden, auf 3 ms festgelegt. Eine ausführliche Beschreibung des Scanners und der Software findet sich bei Haupt, Desjardins, Maitzen, Rudolph, Schlosser, Schmidt-Kaler und Tüg (1976).

Der Koinzidenzfehler läßt sich nach der einfachen Beziehung

$$N_0 = \frac{N}{1 - N \omega}$$

leicht abschätzen. Hierin bedeuten N die gemessene und N_0 die "wahre" Zählrate. Bei einer Impulsbreite bzw. Totzeit ω von 30 nsec errechnet sich damit für die maximal erreichte Zählrate von 30 kHz ein Fehler von 0.1 %.

Der hier beschriebene Scanner arbeitet im sog. Rapid-Scanning-Verfahren. Dabei wird das Gitter innerhalb des gewünschten Wellenlängenintervalls bei jedem Motorschritt so weit gedreht, daß das Spektrum der I. Ordnung am Austrittsspalt um ca. 2 Å weiterwandert (in der II. Ordnung entsprechend 1 Å). Eine vorgegebene Anzahl dieser Einzelschritte wird zu einem Kanal zusammengefaßt. Vor- und Rücklauf folgen in raschem Wechsel aufeinander und werden getrennt gespeichert. Das Verfahren bietet den Vorteil, auch bei schlechtem Seeing und nicht wolkenfreiem Himmel noch mit hoher innerer Genauigkeit messen zu können. Für den Relativ- und Absolutanschluß wird aber eine hohe photometrische Stabilität gefordert, d.h. brauchbare Messungen sind nur bei extrem gutem Wetter zu erhalten. Wetterbedingte Schwankungen der Zählrate von wenigen Prozent können nicht schon während des Meßvorgangs erkannt werden, da beim Rapid-Scanning sowohl Spektrumsverlauf als auch die Übereinstimmung von Hin- und Rücklauf erhalten bleiben.

Zur Datenerfassung und Scannersteuerung dient ein Rechner vom Typ Hewlett Packard 2114 B (8K, 16 bit, 2µs). Die Integration des Spektrums wird in Echtzeit gemeinsam mit den Identifikations-

parametern wie Sternname, aktuelle Wellenlänge, Zeit und Anzahl der Vor- und Rückläufe am Sichtgerät angezeigt. Die Datenspeicherung erfolgt auf Lochstreifen.

Flagstaff: Das hier benutzte 61-cm-Teleskop hat ein Öffnungsverhältnis von 1 : 13.5, der im Cassegrain-Fokus montierte Scanner dagegen nur 1 : 16. Zur Vermeidung unnötiger Streulichtprobleme mußten beide Strahlenbündel gleiche Konvergenz besitzen. Deshalb wurde vor die vordere Teleskopöffnung eine 53 cm große Blende montiert. Der dadurch bedingte Lichtverlust betrug 28 %.

Der Spektrum-Scanner wurde 1967 am Lowell Observatorium nach Plänen von Tull (1966) gebaut. Abb. 3 zeigt seinen prinzipiellen Aufbau. Er besteht im wesentlichen aus Cassegrain-Kollimator, drehbar montiertem Gitter, f/3 Kameraspiegel und Detektor. Der Eintrittsspalt kann über eine Wahlscheibe ausgewechselt werden, ist aber während der Messung hauptsächlich durch die Seeing-Scheibe des Sterns (oder Ofens) definiert. Der Austrittsspalt kann durch eine Mikrometerschraube auf jede gewünschte Breite zwischen 0 und 12 mm eingestellt werden. Die lineare Dispersion beträgt in der I. Ordnung $26.4 \text{ \AA/mm}$. Das Bausch & Lomb-Gitter besitzt über eine Fläche von $128 \times 200 \text{ mm}^2$ 600 Linien/mm und ist für eine maximale Empfindlichkeit in der I. Ordnung bei 1μ geblazet. Wegen des axialen Strahlenganges ist es in der Mitte konisch durchbohrt. Die Drehung des Gitters erfolgt wahlweise entweder von Hand oder über einen Schrittmotor. Dabei wird der an der Gitterachse fest montierte Arm über einen Nocken gesteuert. Das obere Ende des Arms ist so ausgelegt, daß durch den Antrieb über die Spindel die lineare Dis-

persion im gesamten Wellenlängenbereich konstant bleibt.

In der 1. Beobachtungsperiode wurden zwei Detektoren eingesetzt: Für den Bereich 3200 - 5700 Å (II. Ordnung) ein thermoelektrisch gekühlter blauempfindlicher Multiplier vom Typ EMI 6256 S und für den Bereich 5000 - 8800 Å (I. Ordnung) ein mit Trockeneis gekühlter RCA-Multiplier vom Typ C 31034 B (GaAs-Kathode), der auch im UV noch empfindlich war. Durch den zusätzlichen Einsatz des blauempfindlichen Multipliers wurde bei den zur α Lyr-Eichung notwendigen Ofenmessungen der Streulichtanteil aus dem intensiven roten Spektralbereich eliminiert. Im Oktober 1976 war dagegen für den reinen Relativanschluß nur der rotempfindliche Multiplier erforderlich, weil das Streulichtproblem entfiel.

Zur Scannersteuerung und Datenerfassung diente ein PDP-11-Rechner. Die notwendige Software (Albrecht et al., 1971) konnte mit geringen Änderungen vom Coudé-Spektrographen desselben Observatoriums übernommen werden. Das Spektrum wurde abwechselnd in beiden Richtungen mit konstanter Schrittweite abgetastet. Spektralbereich, Ordnung, Integrationszeit und Anzahl der gewünschten Schritte wurden vor Beginn jeder Messung eingegeben. Während der Integration blieb das Gitter in Ruhe. Hin- und Rücklauf wurden getrennt addiert, gespeichert und nach jeder Abtastung am Sichtgerät aufgezeichnet. Wolken bzw. schlechtes Seeing konnten auf diese Weise im Gegensatz zu den Beobachtungen auf La Silla bereits während der Messung erkannt werden. Die Datenspeicherung erfolgte parallel auf Lochstreifen und Magnetband.

Die konventionelle Elektronik für die Impulszählung bestand im wesentlichen aus Verstärker, Diskriminator und einem 35-MHz-Zähler. Im Bereich 10 - 400 kHz konnte keine Abweichung von der Linearität festgestellt werden. Bei diesem Test wurde die Zählrate eines hellen Sterns durch Verändern der Austrittsspaltbreite variiert. Zu Beginn der Eichung wurde der Austrittsspalt auf 0.75 mm ($\approx 20 \text{ \AA}$ in I. Ordnung) fest eingestellt und blieb während der gesamten Beobachtungsperiode unverändert. Dies war erforderlich, weil die Einstellung der Mikrometerschraube bei dieser Spaltbreite nicht mit der erforderlichen Genauigkeit von 0.1 % reproduzierbar war. Die maximale Zählrate für den hellsten Stern ($\alpha \text{ Lyr}$) lag bei 80 kHz. Die Speicherkapazität pro Meßkanal (Spektralelement) betrug 2^{15} (=32 768) Impulse. Um den Einfluß der Luftunruhe zu reduzieren, mußte die Integrationszeit pro Kanal wenigstens 1 s betragen. Dies bedeutete, daß, um die Speicherkapazität nicht zu überschreiten, von $\alpha \text{ Lyr}$ jeweils 2 - 3 aufeinanderfolgende Messungen nötig waren.

IV. DURCHFÜHRUNG DER BEOBSACHTUNGEN

In einer typischen Beobachtungsnacht mußten etwa 60 % der Beobachtungszeit zur Bestimmung der atmosphärischen Extinktion aufgewendet werden. Der Rest entfiel zu gleichen Anteilen auf die Messung der Programmsterne und Vergleichsstrahler. Während der 1. Beobachtungsperiode genügten auf La Silla 16 Nächte der geforderten photometrischen Stabilität von 1 - 2 %. Der Platinofen wurde in dieser Zeit 5mal und der Kupferofen 8mal eingesetzt. Von den sich unmittelbar daran anschließenden Eichungen in Flagstaff konnten 14 Nächte ausgewertet werden. Der blauempfindliche Multiplier wurde in 7 und der rotempfindliche in 4 Nächten eingesetzt. Die 2. Beobachtungsperiode begann in Flagstaff und umfaßte hier nur 4 photometrische Nächte, in denen aber für die Relativanschlüsse kein Auswechseln des Multipliers erforderlich war. Bei den anschließenden Beobachtungen auf La Silla wurden 10 photometrische Nächte gezählt. Hiervon entfielen 5 auf Relativanschlüsse und 5 auf den zusätzlichen Einsatz der Vergleichsstrahler.

Bei den ersten Absolutmessungen war es nicht immer möglich, beide Öfen in derselben Nacht zu messen, weil der Zeitpunkt für das Erreichen der Platin-Schmelztemperatur nicht genau vorhergesagt werden konnte. Dies gelang erst durch eine verbesserte Temperaturregelung. Danach konnte der Zeitplan mit den Sternbeobachtungen so abgestimmt werden, daß mit beiden Öfen zum gewünschten Zeitpunkt unmittelbar nacheinander geeicht werden konnte. Hierdurch entfiel das wiederholte zeitaufwendige Ausrichten und Umfokussieren des Tele-

skops. Der Gewinn an Meßzeit betrug ca. 1 Stunde pro Nacht.

1. Sternmessungen

Die wichtigsten Beobachtungsparameter wie Meßbereich, Ordnung, Bandbreite, Filter und Detektor sind in den Tabellen 3 und 4 zusammengestellt. Die Aufteilung in 3 bis 6 Spektralbereiche ergab sich aus der Forderung nach einer für Stern und Ofen gleichermaßen scharfen Trennung der Ordnungen. Um eine photonenstatistische Genauigkeit von wenigstens 1 % zu erreichen, lag die Anzahl der gemessenen Impulse pro Meßkanal über 10^4 . Diese Bedingung reichte für helle Objekte mit $m_V \leq 2.5$ nicht aus. Zur Reduktion von Seeing-Einflüssen waren beim Rapid-Scanner wenigstens 15 Abtastungen des Spektrums in beiden Richtungen notwendig. Bei den hellsten Objekten α Car, α Eri und β Cen wurde die Zählrate durch Verkleinern der Austrittsspalte bzw. der Bandbreite herabgesetzt, um Koinzidenzkorrekturen zu vermeiden. 1976 wurde auf La Silla für alle Sterne (bis auf α Eri) eine einheitliche Bandbreite von 10 Å (II. Ordnung) bzw. 20 Å (I. Ordnung) gewählt, da die Empfindlichkeit des Multipliers im Vergleich zum Vorjahr um mehr als die Hälfte gesunken war. Im gleichen Zeitraum verbesserte sich das S/N-Verhältnis um den Faktor 5.

In Abb. 4 sind die für den Relativanschluß von beiden Hemisphären aus durchgeführten Verknüpfungen dargestellt. Die äquatornahen Sterne ϵ Ori und γ Gem sowie die Südhimmelsterne α Car und ζ Pup wurden in beiden Beobachtungsperioden erfaßt. Jeder Äquatorstern ist mit 5 bis 14 Südhimmelsternen, jeder Südhimmelstern mit 5 bis 10 Äquatorsternen verknüpft. Jede der dargestellten Verbindungslinien stellt 2 - 15, typischerweise aber 8 - 10 Sternpaarmessungen dar.

Tabelle 3

La Silla

	Stern				Vergleichsstrahler		
	Filter	Ordnung	Bereich (Å)	Bandbreite (Å)	Bereich (Å)	Bandbreite (Å)	Art
März - Mai 1975	CoCl ₂	II	3000 - 3550	5 - 10 *	3000 - 3550	10	Pt
	CuSO ₄	II	3500 - 4100	1.5 - 10	3500 - 4100	10	Pt
	BG 38 + WG 360	II	4000 - 5100	1.5 - 10	4000 - 5100	2.5	Pt
	BG 495	I	5000 - 9000	3 - 10	5000 - 7000 7000 - 9000 5000 - 9000	20 10 2, 5	Cu Cu Pt
Nov./Dez. 1976	CoCl ₂ + CuSO ₄	II	3150 - 4500	10 **)	3150 - 3600 3500 - 4500	10 10	Pt Pt
	BG 38 + WG 360	II	4000 - 5100	10	4000 - 5100	5	Pt
	BG 495	I	5000 - 9000	20	5000 - 7000 7000 - 9000 5000 - 9000	20 20 10	Cu Cu Pt

Multipliiert: RCA C 31034

*) richtet sich nach Sternhelligkeit

**) α Eri 2.5 Å in II., 5 Å in I. Ordnung

Flagstaff (Relativanschluß)

Tabelle 4

Bereich ($\text{\AA}$)	Ordnung	Bandbreite ($\text{\AA}$)	Filter	Multiplier	
				Mai - Juni 1976	Oktober 1976
3145 - 3795	II	10	$\text{CaCl}_2 + \text{CuSO}_4$	EMI 6256 S	RCA C 31034 B
3695 - 4495	II	10	$\text{CaCl}_2 + \text{CuSO}_4$	EMI 6256 S	RCA C 31034 B
4395 - 5695	II	10	GG 420	EMI 6256 S	RCA C 31034 B
4990 - 6090	I	20	RG 38	RCA C 31034 B	RCA C 31034 B
5990 - 8140	I	20	GG 495	RCA C 31034 B	RCA C 31034 B
7990 - 9040	I	20	RG 780	RCA C 31034 B	RCA C 31034 B

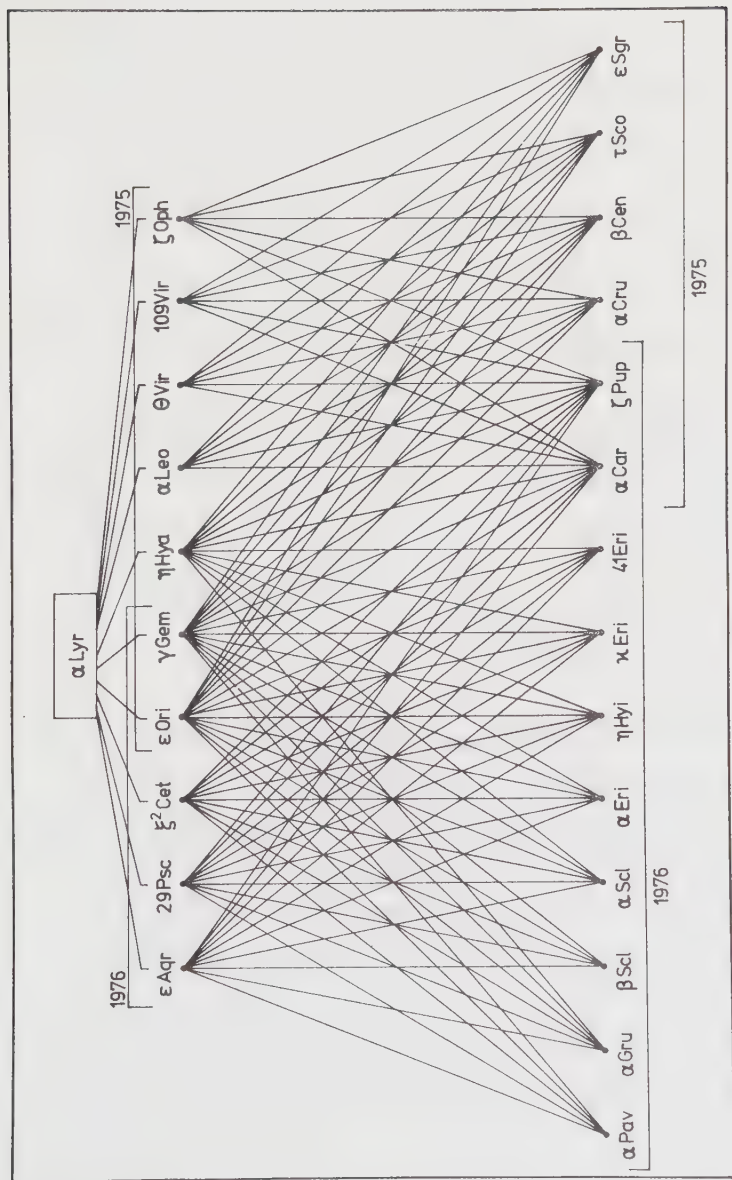


Abb. 4: Relativanschuß von 14 Südhimmelssternen an α Lyr über ein Netz von 10 äquatornahen Standardsternen. Jede Verbindungslinie stellt ca. 10 Sternpaarmessungen dar.

Um den Einfluß der atmosphärischen Extinktion so gering wie möglich zu halten, wäre es zweckmäßig gewesen, die südlichen Programmsterne für den Absolutanschluß bei kleinstmöglicher Luftmasse zu messen (je nach Stern 1.00 - 1.18) und für den Relativanschluß eine dem entsprechenden Anschlußstern gleiche Zenitdistanz (je nach Stern 1.06 - 1.30) zu wählen. Dieser Idealfall ließ sich wegen der großen Anzahl von Objekten nicht realisieren, weil Relativ- und Absolutanschluß meist in derselben Nacht durchzuführen waren. In den Nächten mit Absolutanschluß wurde deshalb den Messungen mit geringerer Luftmasse die höhere Priorität eingeräumt. Dieses Verfahren ist damit zu rechtfertigen, daß beim Absolutanschluß durch die Umrechnung auf den außerhalb der Erdatmosphäre ankommenden Strahlungsstrom wenigstens eine Luftmasse von $X = 1.0$ zu berücksichtigen ist, während beim Relativanschluß nur die Differenz der Luftmassen in die Rechnung eingeht.

Zur Extinktionsbestimmung wurden in den meisten Nächten drei Standardsterne je drei- bis viermal bei Luftmassen zwischen 1 und 2.5 gemessen. Zu den ausgewählten Objekten zählte ein aufgehender und ein untergehender Stern sowie ein weiterer mit entsprechend hoher Deklination, der die ganze Nacht hindurch beobachtet werden konnte. Alle Extinktionssterne wurden den Tabellen 1 und 2 entnommen. Soweit sie zu den südlichen Standardsternen gehörten, lag damit eine Messung in der Nähe des Meridiandurchgangs sowie bei einer für den Relativanschluß günstigeren Luftmasse vor.

Extinktionsmessungen bei $X > 2.5$ (Zenitdistanz $z > 66^\circ$) sind nicht

sinnvoll. Die Luftmasse ändert sich bei großen Werten für z rasch und das Sternbild wird im Eintrittsspalt durch verschlechtertes Seeing und atmosphärische Refraktion (Sekundärspektrum) verschmiert. Hinzu kommen Störungen durch Inversionsschichten und eine verstärkte Richtungsabhängigkeit der Extinktion. Bei Abweichungen von der Homogenität durchläuft der Sehstrahl für verschiedene Luftmassen Volumenelemente mit unterschiedlichen Eigenschaften.

2. Ofenmessungen

Auf La Silla wurden beide Strahler 705 m vom Teleskop entfernt auf einer Anhöhe aufgebaut. Die Sichtlinie verlief in 4 - 20 m Höhe über felsigen Boden. Für die Messungen waren zwei Beobachter erforderlich, von denen der eine das Teleskop und der andere die Vergleichsstrahler zu bedienen hatte. Vor und nach jeder Beobachtung wurde die Ausrichtung der Öfen kontrolliert. Die dazu notwendige Justiervorrichtung besteht aus einem kleinen, kurz-brennweitigen Fernrohr, das auf zwei Schienen gesetzt wird, welche in die Frontplatte des Ofens fest eingelassen sind. An dieser Stelle befindet sich auch die leicht auswechselbare vordere Ofenblende. Die Justierung ist nur bei Tag möglich und erfolgt in drei Schritten: Zunächst wird das Fadenkreuz des Fernrohrs auf die Ofenblende eingestellt. Anschließend wird die Blende entfernt und die Frontplatte soweit verstellt, daß der Mittelpunkt der Hohlraumöffnung im Ofeninnern und das Fadenkreuz des Fernrohrs zur Deckung kommen. Um die Hohlraumöffnung sichtbar machen zu können, wird Sonnenlicht über einen kleinen Spiegel in die Ofenöffnung umgelenkt (in Erwartung einer photometrischen Beobachtungsnacht kann immer von einem völlig klaren Tageshimmel ausgegangen werden). Beim letzten Schritt wird das Fernrohr um genau 180° gedreht und über denselben Umlenkspiegel (als Einblick für das Fernrohr) der

komplette mit Schraubenfüßen versehene Ofen so eingestellt, daß die Teleskopkuppel im Fadenkreuz erscheint. Damit ist gewährleistet, daß Teleskop, Ofenblende und Hohlraumöffnung auf derselben optischen Achse liegen. Bei aufgeheiztem Ofen könnte nur dieser 3. Schritt wiederholt werden, weil bei dem geringen Temperaturgradienten im Ofen der Rand der Hohlraumöffnung nicht sichtbar wäre.

Nach einer von anderen Autoren (z.B. Hayes, 1975) angewandten Methode wird unmittelbar vor der Eichung justiert, indem bei konstanter Temperatur der Strahler auf eine maximale Zählrate am Teleskop ausgerichtet wird. Dieses Verfahren kostet erhebliche Meßzeit; außerdem wäre ein einzelner Beobachter nicht in der Lage gewesen, gleichzeitig die Temperatur zu regeln, den Ofen zu justieren und telefonisch Daten auszutauschen.

Beide Vergleichsstrahler wurden gegen Mitternacht je zweimal gemessen. Die Beobachtungsbedingungen sind den Tabellen 3 und 4 zu entnehmen. Beim Platinofen stieg die Abstrahlung zwischen 3150 und 4500 Å auf das 200fache, beim Kupferofen zwischen 5000 und 9000 Å auf das 1200fache an. Weil im gesamten Spektralbereich eine annähernd gleiche Genauigkeit angestrebt wurde, erschien eine Aufspaltung in die Teilbereiche 3150 - 3600, 3500 - 4500, 5000 - 7000 und 7000 - 9000 Å zweckmäßig. Dadurch konnte für den jeweils kurzwelligeren Teil eine längere Integrationszeit auf Kosten des langwelligeren Teils bei besser ausgeglichener Photonenstatistik erreicht werden. Das gleiche galt für die Wahl der Austrittsspalte und Ofenblenden. Die maximale Zählrate lag im Be-

reich von $8000 \text{ \AA}$ und betrug 80 kHz . Nach den ersten Aufheizungen wurde an beiden Öfen eine Dejustierung der optischen Achse durch Sintern des Isoliermaterials (Kaolinpapier) beobachtet. Um sicher zu gehen, daß nur die Strahlung aus dem Innern des Hohlraums das Teleskop erreichen konnte, wurden Blenden mit einem Durchmesser $\leq 2 \text{ mm}$ gewählt. Bei größeren Blenden trat außerdem eine merkliche Konvektion auf. Die Erfahrungen der 1. Beobachtungsperiode hatten gezeigt, daß der bis dahin getroffene Schutz der Öfen vor Wind und Staub (Ofenverkleidung und Schutzzaun) nicht ausreichte. Bei Windgeschwindigkeiten von $\sim 6 \text{ m/s}$ wurden Temperaturschwankungen bis zu $\pm 0.5 \text{ K}$ beobachtet. Eine daraufhin errichtete Schutzhütte ließ Messungen noch bei Windgeschwindigkeiten bis zu 12 m/s zu.

V. AUSWERTUNG

1. Methode

Die Auswertung des Absolutanschlusses läßt sich in vier wesentliche Schritte unterteilen (siehe Blockdiagramm Abb. 5):

- a) Bestimmung der nächtlichen Extinktionskoeffizienten $A(\lambda)$ in Intervallen von $50 \text{ \AA}$, wobei Bereiche mit starken Linien ausgelassen sind.
- b) Anpassung dieser Koeffizienten an das Extinktionsmodell von Hayes und Latham (1975).
- c) Bestimmung der instrumentellen Gesamtempfindlichkeit aus dem Verhältnis des gemessenen zum theoretisch erwarteten Photonenfluß der Öfen.
- d) Berechnung des stellaren Flusses unter Berücksichtigung der Extinktion aus Schritt b und der instrumentellen Empfindlichkeit aus Schritt c.

Für die Reduktionen wurde der Institutsrechner vom Typ Hewlett Packard 2114 B benutzt. Dabei mußte der unterschiedlichen Datenstruktur beider Beobachtungsstationen Rechnung getragen werden. Die mit dem Rapid-Scanner durchgeführten Messungen waren auf die selben Wellenlängen des in Flagstaff benutzten Scanners zu interpolieren. Unter Berücksichtigung von Austrittsspalt, Dunkelstrom und Hintergrund wurden sämtliche Meßdaten einheitlich in $\text{Impulse/cm}^2 \text{s \AA}$ umgerechnet.

In die Berechnung der spektralen instrumentellen Empfindlichkeit $\varnothing_\lambda$ gehen ein: Die Strahlungstemperatur T , der Emissionsgrad ϵ ,

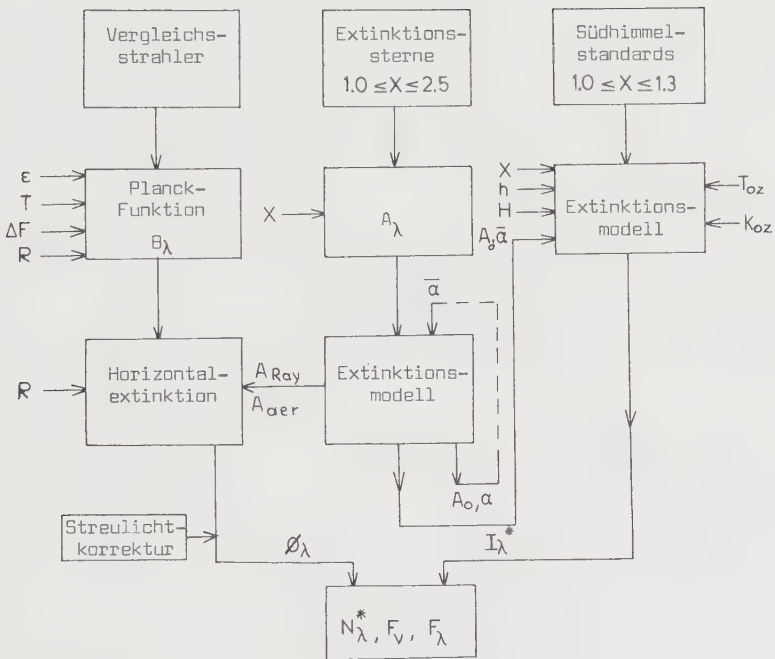


Abb. 5: Blockdiagramm für die Auswertung des Absolutanschlusses.

Die Eingangsdaten sind normiert auf Photonenimpulse/cm²sÅ in äquidistanten Schritten von 50 Å nach Abzug von Dunkelstrom und Hintergrundstrahlung.

die Fläche der vorderen Blendenöffnung ΔF , der Abstand R zwischen dieser Blende und dem Primärspiegel des Teleskops sowie die horizontale Extinktion. Von der Planckfunktion her erwartet man die Kenntnis des Raumwinkels für die Abstrahlung und damit außer R die effektive Teleskopfläche. Diese nicht leicht meßbare Größe (Teleskopverkleidung, Sekundärspiegel) ist aber bis auf einen Faktor 1.0012 für Stern und Ofen identisch und kürzt sich deshalb bei der Umrechnung der Sternmessung auf $\text{Photonen/cm}^2 \text{sÅ}$ heraus. Der Faktor erklärt sich aus der unterschiedlichen Abschattung des Primärspiegels durch den Sekundärspiegel für beide Strahlengänge.

Ist I_{λ}^{θ} die gemessene und B_{λ} die unter den gegebenen Bedingungen erwartete Strahldichte des Ofens, so ist die (dimensionslose) instrumentelle Empfindlichkeit $\varnothing_{\lambda}$ gegeben durch

$$\varnothing_{\lambda} = \frac{I_{\lambda}^{\theta}}{B_{\lambda}(T, \epsilon, \Delta F, R)}$$

Mit der für den Stern gemessenen Größe I_{λ}^* , befreit von der atmosphärischen Extinktion, erhält man für den außerhalb der Erdatmosphäre ankommenden Photonenstrom

$$N_{\lambda}^* = \frac{I_{\lambda}^*}{\varnothing_{\lambda}} \quad (\text{Einheit: Photonen/cm}^2 \text{sÅ})$$

Beim Relativanschluß erübrigt sich die explizite Bestimmung der Größe $\varnothing_{\lambda}$. Auch bei unterschiedlicher Empfindlichkeit beider Teleskop-Scanner-Systeme bleibt das Verhältnis der spektralen Zählraten zweier Sterne konstant, wenn gleiche Extinktion vorausgesetzt wird. Grundlage für den Relativanschluß bildet das in Abb. 6 ge-

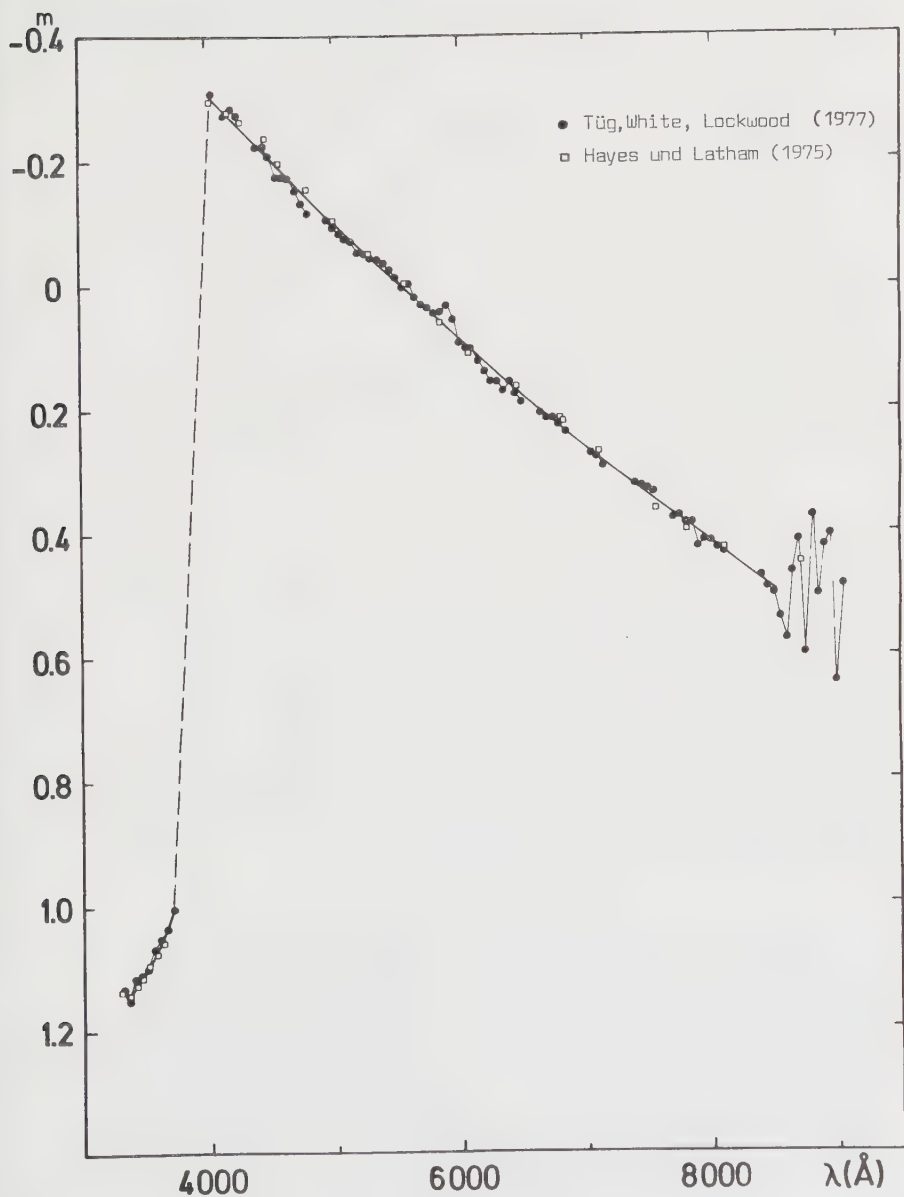


Abb. 6: Spektrale Energieverteilung $m_V = -2.5 \lg F_V + C$ von α Lyr. Die durchgezogene Linie wurde als Ausgang für den Relativanschluß verwendet.

zeigte Kontinuumspektrum von α Lyr. Dargestellt sind die einzelnen Meßwerte des Absolutanschlusses von Flagstaff aus (Tüg, White, Lockwood, 1977) verglichen mit den Werten von Hayes und Latham (1975). Letztere setzen sich bei gleicher Wichtung zusammen aus den Absolutanschlüssen am Mt. Palomar (Oke und Schild), Lick Observatory (Hayes) und Mt. Hopkins (Hayes, Latham, Hayes), und zwar nach Anpassung der Lick- und Palomardaten an das im Abschnitt V, 2 beschriebene Extinktionsmodell. Vergleicht man die Ergebnisse von Hayes und Latham mit der Eichung am Lowell Observatory, so findet man nach der Interpolation auf gleiche Wellenlängen im Bereich 3300 - 8788 Å eine mittler Differenz von 0.^m006 (Flagstaff-Eichung schwächer) mit einer Standardabweichung von $\pm 0.^m014$. Die Werte von Hayes und Latham liegen nur im blauen Bereich systematisch um 0.^m006 über der Flagstaff-Eichung; für $\lambda > 6000$ Å ist die Abweichung nicht mehr signifikant. Wegen der dichteren Folge von Meßpunkten und der relativ geringen Abweichung zu den Ergebnissen von Hayes und Latham sind in der vorliegenden Arbeit für den Relativanschluß die in Flagstaff gemessenen Werte für α Lyr zugrunde gelegt. Der Anschluß erfolgte an die in Abb. 6 eingetragene Ausgleichskurve für die beiden Teilbereiche 3295-3695 Å und 4045 - 8490 Å. Im Bereich des Paschensprunges ($\lambda > 8500$ Å) mußte an die einzelnen Meßpunkte angeschlossen werden.

Die Auswertung des Relativanschlusses läßt sich wie folgt zusammenfassen: Sind i und j die Indices für den Äquator- bzw. Südhimmelsstern, so bildet man aus den Messungen an beiden Hemisphären zunächst das Produkt der von der Extinktion befreiten Zählratenverhältnisse $I_{\lambda j}/I_{\lambda i}$ und $I_{\lambda i}/I_{\lambda \alpha \text{ Lyr}}$. Der monochromatische Fluß des Südhimmelssterns ergibt sich damit zu

$$F_{vj} = F_{v \alpha \text{ Lyr}} \times \frac{\frac{I_{\lambda j}}{I_{\lambda i}} \times \frac{I_{\lambda i}}{I_{\lambda \alpha \text{ Lyr}}}}{w_j} \times w_{ij}$$

wobei
$$w_j = \sum_i w_{ij}$$

und
$$w_{ij} = \frac{n_i \times m_{ij}}{n_i + m_{ij}}$$
 bedeuten.

n_i = Anzahl der Anschlüsse von α Lyr an den Äquatorstern i

m_{ij} = Anzahl der Anschlüsse des Äquatorsterns i an den Süd-
himmelstern j

Durch das Gewicht w_{ij} wird die Anzahl der Messungen bei den in Abb. 4 gezeigten Verknüpfungen berücksichtigt. Die Werte w_{ij} sind für beide Beobachtungsperioden in den Tabellen 5 und 6 zusammengestellt.

2. Extinktion

Die atmosphärische Extinktion ist als Kriterium für die Auswahl der besten photometrischen Nächte gut geeignet. Sind für denselben Stern $m_{1\lambda}$ und $m_{2\lambda}$ die bei den Luftmassen X_1 und X_2 gemessenen spektralen Größenklassen, so ist der Extinktionskoeffizient A_λ bei dieser Wellenlänge gegeben durch

$$A_\lambda = \frac{m_{1\lambda} - m_{2\lambda}}{X_1 - X_2} \quad \text{mit } X_1 < X_2$$

Da häufig mehr als 3 Messungen bei verschiedenen Luftmassen vorliegen, wurde zur Bestimmung der Geradengleichung $m_\lambda(X)$ die Methode der kleinsten Quadrate angewandt. Für eine Zenitdistanz z ist unter der Annahme einer planparallelen Atmosphärenschicht $X = \sec z$. Bei $X = 2,5$ beträgt die Korrektur unter Berücksichtigung der Erdkrümmung 0.012 Luftmassen. Deshalb wurde zur Berechnung von X der auch für Rechenmaschinen bequeme Ausdruck (Hardie, 1962):

Gewichte der Relativanschlüsse

Tabelle 5

	ϵ Ori	γ Gem	η Hya	α Leo	θ Vir	109 Vir	ζ Oph
α Car	1.2	1.9	0.9	1.6	0.8	2.7	3.1
ζ Pup	2.3	2.3	0.9	1.8	0.9	3.9	3.7
α Gru	2.1	2.1	0.9	1.7	0.9	3.6	3.6
β Cen	2.3	2.0	0.9	1.7	0.9	3.9	3.6
τ Sco	2.2	2.1	0.9	1.7	0.9	4.0	3.6
ϵ Sgr	1.5	1.9	0.8	1.6	0.8	3.2	3.1

Tabelle 6

	ϵ Aqr	29 Psc	ξ^2 Oct	ϵ Ori	γ Gem
α Pav	2.7	1.9	1.5	2.1	2.1
α Gru	2.7	1.9	1.5	2.2	2.2
β Scl	2.2	1.5	1.4	2.0	2.0
α Scl	1.6	1.5	1.7	2.1	2.1
α Eri	2.7	1.9	1.5	2.1	2.1
α Hyi	2.2	1.9	1.6	2.2	2.2
κ Eri	2.2	1.9	1.5	2.0	2.0
41 Eri	2.2	1.9	1.4	2.1	2.1
α Car	-	0.8	1.0	1.2	1.2
ζ Pup	-	0.8	0.7	0.8	0.8

$$X = \sec z - 0.0018167 (\sec z - 1) - 0.002875 (\sec z - 1)^2 - 0.0008083 (\sec z - 1)^3$$

Übernommen.

Läßt man die atmosphärischen Absorptionsbanden von Sauerstoff und Wasserdampf unberücksichtigt, setzt sich die Extinktion aus 3 Komponenten zusammen, nämlich Rayleigh-Streuung, Ozon-Absorption und Aerosolstreuung. Hiervon wird der Rayleigh-Anteil sowohl theoretisch als auch experimentell am besten verstanden (Penndorf, 1954, 1957). Mit der Höhe des Beobachtungsortes h in km und λ in μm erhält man den Absorptionskoeffizienten $A_{\text{Ray}}(\lambda, h)$ in mag :

$$A_{\text{Ray}}(\lambda, h) = 9.4977 \times 10^{-3} \left(\frac{1}{\lambda} \right)^4 \left[\frac{(n-1)_{\lambda}}{(n-1)_{\lambda=1}} \right]^2 \exp \left(\frac{-h}{7.996} \right)$$

mit

$$\frac{(n-1)_{\lambda}}{(n-1)_{\lambda=1}} = 0.23465 + \frac{1.076 \times 10^2}{146 - (1/\lambda)^2} + \frac{0.93161}{41 - (1/\lambda)^2}$$

Für $h = 0$ wird ein Atmosphärendruck von 760 Pa angenommen. Der Rayleigh-Anteil hängt außer von der Wellenlänge nur vom Luftdruck bzw. der Höhe des Beobachtungsortes ab. - Die gemessenen Luftdruckschwankungen betragen an beiden Stationen weniger als $\pm 0.3\%$.

Ozon kommt hauptsächlich in einer Höhe von 10 - 35 km vor. Seine Konzentration hängt von der geographischen Breite und der Jahreszeit ab. Schwankungen bis zum Faktor 2 über Zeitskalen von Stunden sind schon beobachtet worden. Der Ozonbeitrag zur atmosphärischen Extinktion berechnet sich aus

$$A_{\text{Oz}}(\lambda) = 1.11 \times T_{\text{Oz}} \times k_{\text{Oz}}(\lambda)$$

Hierin ist $k_{Oz}(\lambda)$ der Absorptionskoeffizient in cm^{-1} und T_{Oz} der Gesamtanteil in $atmo\text{-}cm^{+}$) oberhalb des Observatoriums. Die Größen für T_{Oz} wurden dem Handbuch der Physik (Götz, 1939) entnommen. Sie schwanken für La Silla und Flagstaff je nach dem Zeitpunkt der Beobachtungen zwischen 0.19 und 0.21 $atmo\text{-}cm$. Die Werte für $k_{Oz}(\lambda)$ sind bei Gast (1960) tabelliert.

Der Anteil des Aerosols an der Gesamtextinktion ist auf die verschiedensten festen und flüssigen Partikel mit einer Größe zwischen $10^{-3}\mu$ und 10μ zurückzuführen und ist deshalb durch eine einfache Theorie nicht zu beschreiben. Eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen erhält man mit dem folgenden Ansatz (Ångström, 1964, Kondrat'yev, 1969):

$$A_{aer}(h, \lambda) = A_0 \lambda^{-\alpha} \exp(-h/H)$$

Die Skalenhöhe H des Staubes wurde mit 1.5 km angenommen (Hayes und Latham), sie kann aber innerhalb einer Nacht um den Faktor 2 schwanken⁺⁺). Die von Hayes und Latham vorgeschlagene und hier angewandte Methode zur Bestimmung nächtlicher Extinktionskoeffizienten beruht auf der Berechnung der beiden Größen A_0 und α . Von der gemessenen Gesamtextinktion werden die Anteile der Rayleigh-Streuung und der Ozonabsorption abgezogen und die beiden Parameter an die verbleibende Restextinktion angepaßt.

Bei dem für La Silla charakteristischen geringen Aerosolanteil ($A_0 < 0.5$) unterlag der Exponent α starken Schwankungen. Gefunden wurden Werte von $-0.4 < \alpha < 1.7$ (Mittelwert aus 10 Nächten [Nov./Dez. 76]: 0.72, Standardabweichung: ± 1.04). Weil aber α für die Art des Staubes charakteristisch ist, erschienen kurzzeitige Schwankungen in dieser

⁺) Länge einer Säule in cm, deren Volumen die gleiche Anzahl Moleküle bei Normalbedingungen enthält wie eine Säule von gleichem Querschnitt aber beliebiger Länge, Druck und Temperatur.

⁺⁺) Da $\exp(-h/H) = 0.21$ als konstant angenommen wurde, wirken sich Änderungen der Skalenhöhe in einer Änderung der Größe A_0 aus.

Größenordnung physikalisch wenig sinnvoll. Deshalb wurde hier der von Hayes und Latham empfohlene und durch Beobachtungen an 6 verschiedenen Observatorien gewonnene Mittelwert von 0.81 angenommen. Dieser Wert wurde auch für die Messungen im Oktober 1976 benutzt, weil aus dieser Zeit nur 4 gute Nächte vorlagen. Aus den mittleren monatlichen Extinktionskoeffizienten für das nur ca. 100 km von La Silla entfernte Inter-American Observatory (Cerro Tololo) errechnet sich nach den Angaben von Gutiérrez-Moreno, Moreno, Stock (1967) und Gutiérrez-Moreno, Moreno (1970) ebenfalls ein Wert von $\alpha = 0.81$. Die Größe α wurde innerhalb einer Beobachtungsperiode als konstant vorausgesetzt und damit erneut nächtliche Werte für A_0 nach der oben beschriebenen Methode berechnet. Die 4 Beobachtungszeiträume ergeben für A_0 und α die folgenden Mittelwerte und Standardabweichungen:

Beobachtungszeitraum		$\bar{A}_0$	s	$\bar{\alpha}$	s	Nächte
Flagstaff	Mai - Juni 76	0.21 ± 0.06		0.87 ± 0.26		11
	Oktober 76	0.24 ± 0.10		0.81 angenommen		4
La Silla	März - Mai 75	0.02 ± 0.04		0.81 angenommen		16
	Nov./Dez. 76	0.02 ± 0.04		0.81 angenommen		10

Tabelle 7: Mittlere Parameter A_0 und α für den Aerosolanteil

Nächte, in denen die Extinktion für verschiedene Sterne im visuellen Bereich um mehr als 0.04 mag/Luftmasse schwankte, wurden verworfen. Das gleiche gilt für sprunghafte Änderungen der Extinktion im Übergang der Meßbereiche bei ein und demselben Stern. Auf diese Weise mußten ca. 35 % der Beobachtungsnächte von der Auswertung ausgeschlossen werden. Spalte 4 in Tabelle 7 gibt die Anzahl der ausgewerteten Nächte wieder.

In den Abbildungen 7 und 8 sind die mittleren Extinktionskoeffizienten für je eine Beobachtungsperiode sowie ihre 3 Komponenten A_{Ray} , A_{Oz} und A_{aer} dargestellt. Zusätzlich erkennt man die Streuung

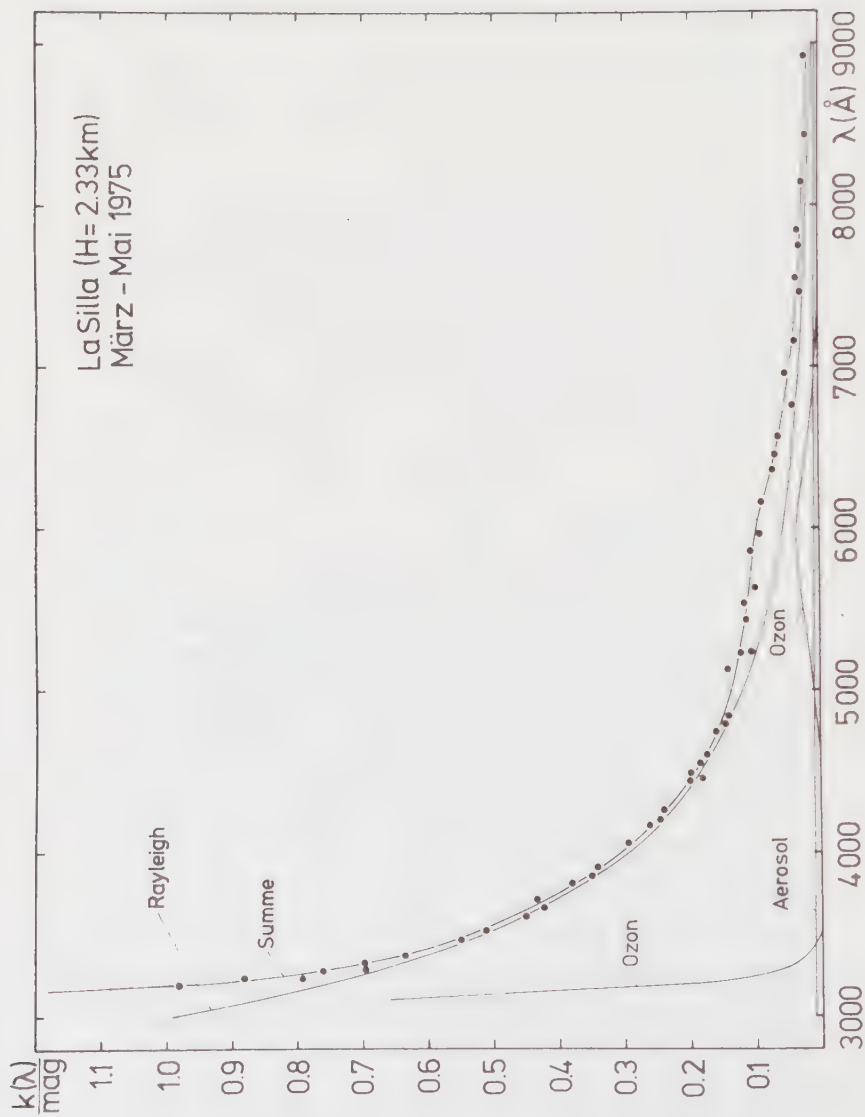


Abb. 2: Extinktionskoeffizient für La Silla (1975)

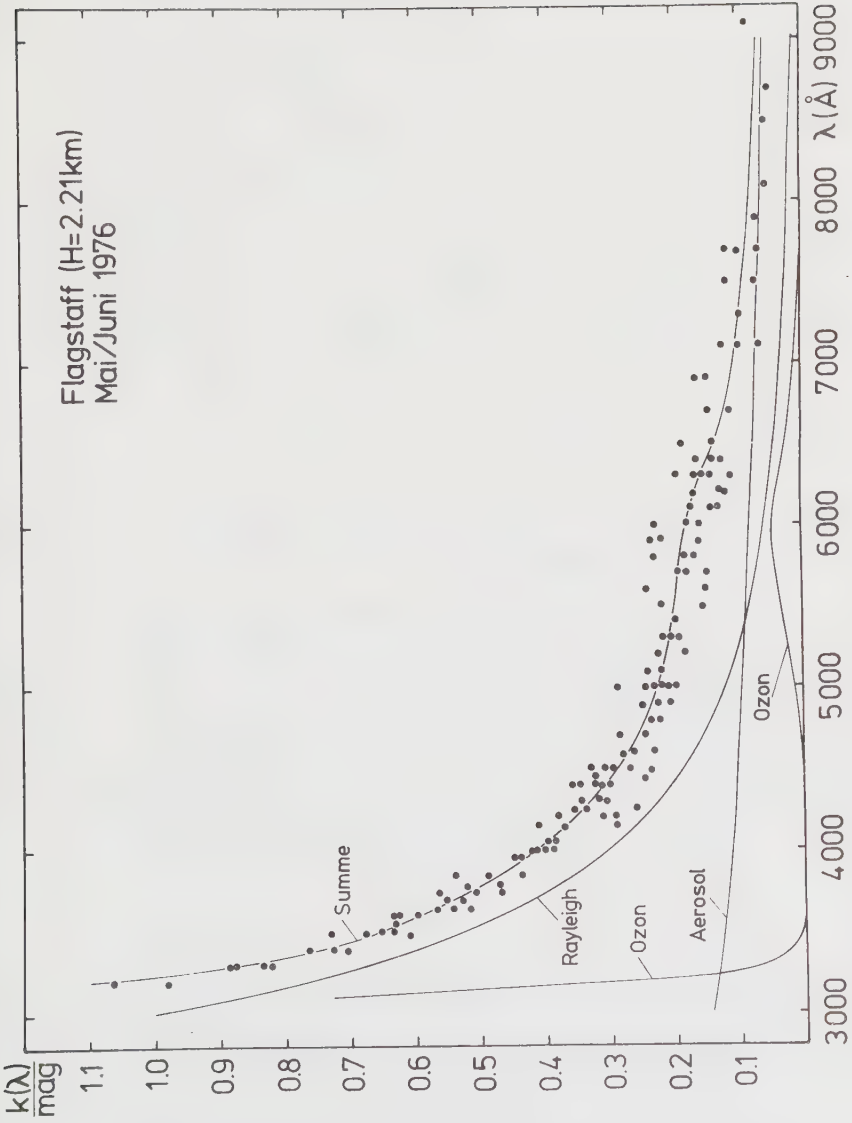


Abb. 8: Mittlere Extinktion für Flagstaff

der Meßwerte aus einer typischen Beobachtungsnacht. Die große Streuung bei den Flagstaff-Daten ist instrumentell bedingt und beruht auf der kurzen Integrationszeit, die Seeing-Effekte stark eingehen läßt. Sowohl in Flagstaff als auch auf La Silla konnte in den ausgezeichneten Nächten für die verschiedenen Beobachtungszeiten keine nennenswerte Abweichung von der mittleren Extinktion festgestellt werden. Sie betrug in beiden Fällen nicht mehr als ± 0.01 mag/Luftmasse (bei $5000 \text{ \AA}$). Ein Vergleich beider Extinktionskurven zeigt für La Silla einen überraschend niedrigen Aerosolanteil von nur $0.01 - 0.02$ mag/Luftmasse. Man beachte die Chappuis-Bande des Ozons, die ihr Maximum bei ca. $6000 \text{ \AA}$ besitzt.

Die bei den Extinktionsmessungen gesammelten Erfahrungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- a) Bei nicht völlig wolkenfreiem Tageshimmel vor oder nach einer zunächst als photometrisch vermuteten Nacht mußten die Meßdaten i. a. verworfen werden.
- b) Kurzzeitig sichtbare Kondensstreifen hochfliegender Flugzeuge konnten als Anzeichen instabiler Luftschichten angesehen werden. Auch hier waren die Daten trotz klarem Tages- und Nachthimmel nicht zu gebrauchen.
- c) Es wurde keine Korrelation zwischen der Extinktion und der Beobachtungsrichtung festgestellt.
- d) Auch Nächte mit relativ starkem Aerosolanteil (Flagstaff) zeigten hohe Stabilität (± 0.01 mag/Luftmasse).

Die Horizontalextinktion für die Vergleichsstrahler wurde mit dem von Hayes und Latham angegebenen Ausdruck

$$A_{\text{hor}}(\lambda) = \frac{R}{8.0} \times A_{\text{Ray}}(\lambda) + \frac{R}{1.5} \times A_{\text{aer}}(\lambda)$$

aus den Anteilen A_{Ray} und A_{aer} der vertikalen Extinktion berechnet. R ist der Abstand zwischen Strahler und Teleskop in km, 8.0 bzw. 1.5 sind die effektiven Skalenhöhen der Rayleigh- und Aerosolstreuung. Die Ozonschicht liegt weit oberhalb des Beobachtungsortes und trägt deshalb zur horizontalen Extinktion nicht bei. Bei einem Abstand von 0.705 km zwischen Ofen und Teleskop beträgt der erwartete Horizontalanteil ca. 10 % der vertikalen Extinktion.

Versuche, auf La Silla die Horizontalextinktion direkt zu bestimmen, hatten wenig Erfolg. Für die differentielle Messung standen aus topologischen Gründen nur 2 Beobachtungspunkte mit einem Teleskopabstand von 0.705 und 1.02 km zur Verfügung. Eine stabilisierte Wolframlampe wurde während einer Nacht abwechselnd an beiden Standorten beobachtet. Die erwartete extinktionsbedingte Zählraten-differenz betrug bei 3200 Å 3.1 % und bei 4000 Å nur noch 1.4 %. Die innere Genauigkeit der Messung war mit 1 % angesetzt, lag aber praktisch bei 2 - 3 %. Ursache hierfür waren hauptsächlich Temperaturschwankungen der Stabilisierungselektronik und bodennaher Staub am zweiten Meßplatz (1.02 km).

3. Streulicht

Im Idealfall sollten sich bei der Kalibrierung die Temperaturen von Stern und Vergleichsstrahler nicht wesentlich unterscheiden. Es gibt aber keinen thermischen Standardstrahler, der diese Bedingung erfüllen könnte. Im vorliegenden Fall steht einer Ofentemperatur von ca. 1500 bzw. 2000 K eine Effektivtemperatur der

Sternoberfläche von mehr als 10 000 K gegenüber. Die Strahlstärke variiert zwischen 3000 und 9000 Å für den Stern um den Faktor 5, für den Platinofen um 10^5 und für den Kupferofen zwischen 5000 und 9000 Å um 1.2×10^3 . Im relativ schwachen UV-Bereich des Platinofens ist deshalb beim Messen in II. Ordnung eine entsprechend starke Unterdrückung der I. Ordnung notwendig. Diese Bedingung reicht jedoch nicht aus, weil zusätzlich mit einem Streulichtanteil aus dem gesamten intensitätsstarken roten Spektralbereich gerechnet werden muß. Filter mit einer Transmission von $\tau > 0.5$ zwischen 3000 und 4000 Å und $\tau < 10^{-7}$ im gesamten Bereich von 6000 bis 9000 Å sind nicht bekannt. Kommerzielle breitbandige UV-Filter zeigen im roten und infraroten Bereich i. a. einen steilen Anstieg der Transmission auf $\tau \gg 10^{-3}$.

Bei den zuerst durchgeführten Messungen auf La Silla wurde der Streulichtanteil im Teleskop-Scanner-System unterschätzt. Im UV-Bereich wurden selbstgefertigte Flüssigkeitsfilter aus einer Lösung von CoCl_2 in Isopropanol (100 g/l) und CuSO_4 in Wasser (300 g/l) verwendet. Die Flüssigkeit befand sich in einer Küvette mit planparallelem Quarzfenster. Zum Temperatenausgleich war eine Luftblase mit eingeschlossen. Die Transmission wurde an verdünnten Lösungen gemessen und mit Hilfe des Beerschen Gesetzes auf die Filterkonzentrationen umgerechnet. Dabei ergaben sich die in Abb. 9 dargestellten Transmissionskurven. Man beachte die durch Kreise im Kurvenverlauf gekennzeichneten Sprünge auf der Ordinaten-skala. Die I. Ordnung wird durch beide Filter bis auf den Überlappungsbereich bei 7000 Å hinreichend abgeblockt. Das Minimum von $\tau = 10^{-38}$ wird beim CoCl_2 -Filter bei 6000 Å erreicht. Für $\lambda < 7000$ Å

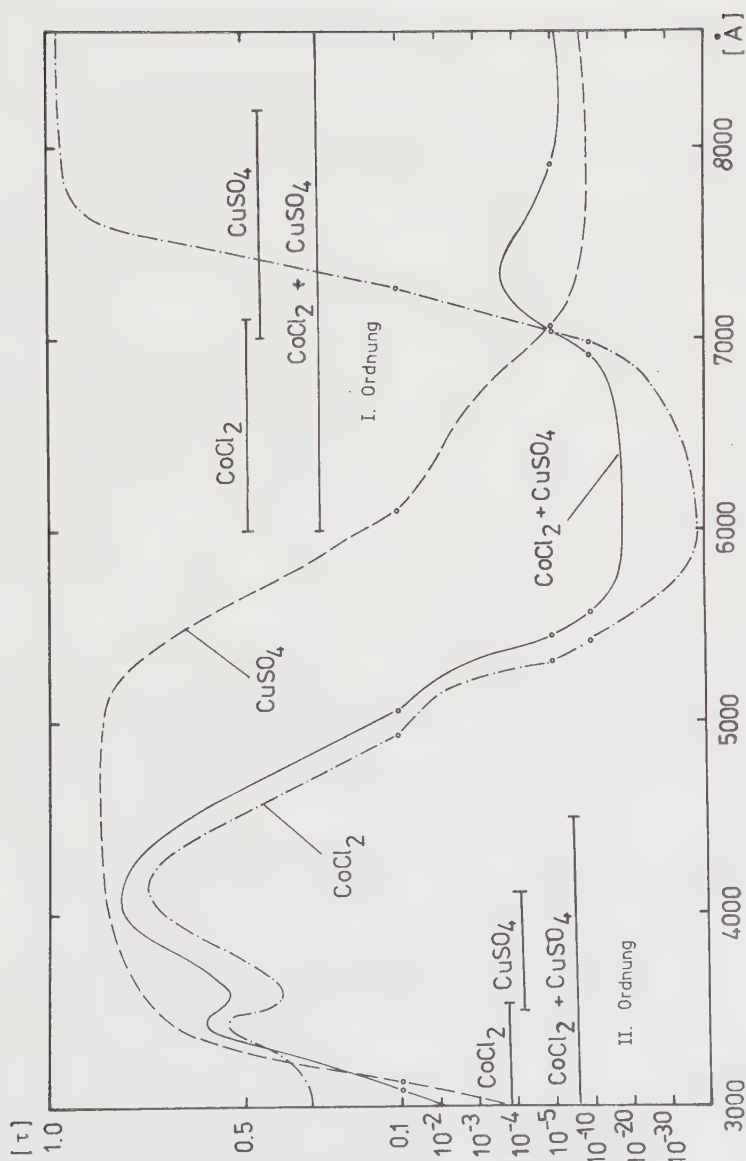


Abb. 9: Transmission der 3 Flüssigkeitsfilter. Man beachte die den Meßbereichen der II. Ordnung entsprechenden Bereiche der I. Ordnung.

steigt die Transmission des CuSO_4 -Filters und für $\lambda > 7000 \text{ \AA}$ die des CoCl_2 -Filters steil an. Die Folge ist ein hoher prozentualer Streulichtanteil (Abb. 10), der beim CoCl_2 -Filter bis zu 95 % des gemessenen Photonenstromes ausmacht. Deshalb wurden bei allen folgenden Beobachtungen beide Filter zu einer Doppelkuvette kombiniert. Dazu wurde die Lösungskonzentration beibehalten und die ursprüngliche Schichtdicke der Flüssigkeit von 0.6 cm (beim CuSO_4) bzw. 0.4 cm (beim CoCl_2) je auf die Hälfte reduziert. Wie der spektrale Verlauf der Transmission dieses kombinierten Filters in Abb. 9 zeigt, konnten dadurch die Vorteile beider Filter vereinigt werden, nämlich unverändert gute Durchlässigkeit zwischen 3200 und 4500 $\text{\AA}$ bei hinreichender Unterdrückung der I. Ordnung über den gesamten langwelligen Bereich. Außerdem wurde durch den Verzicht auf einen Filterwechsel die Meßzeit verkürzt. Der größte Teil des Nebenmaximums bei 7400 $\text{\AA}$ fiel für die II. Ordnung in den Bereich des Balmersprungs, der wegen seiner vielen Linien ohnehin von der Auswertung ausgespart blieb. Wie die Abb. 10 zeigt, konnte auf diese Weise der Streulichtanteil drastisch reduziert werden.

Im streulichtfreien Fall kann davon ausgegangen werden, daß bei konstanter Wellenlänge das Zählratenverhältnis für zwei Filter auch dann unverändert bleibt, wenn verschiedene Strahler verwendet werden. N_{Fl}^* und N_{I}^* mögen die Zählraten bei der Sternmessung für ein Flüssigkeitsfilter bzw. ein streulichtfreies schmalbandiges Interferenzfilter sein. B sei der entsprechende Index für den Vergleichsstrahler, N_{Str}^B der gesuchte Streulichtanteil der Offenmessung. Dann muß die Beziehung gelten:

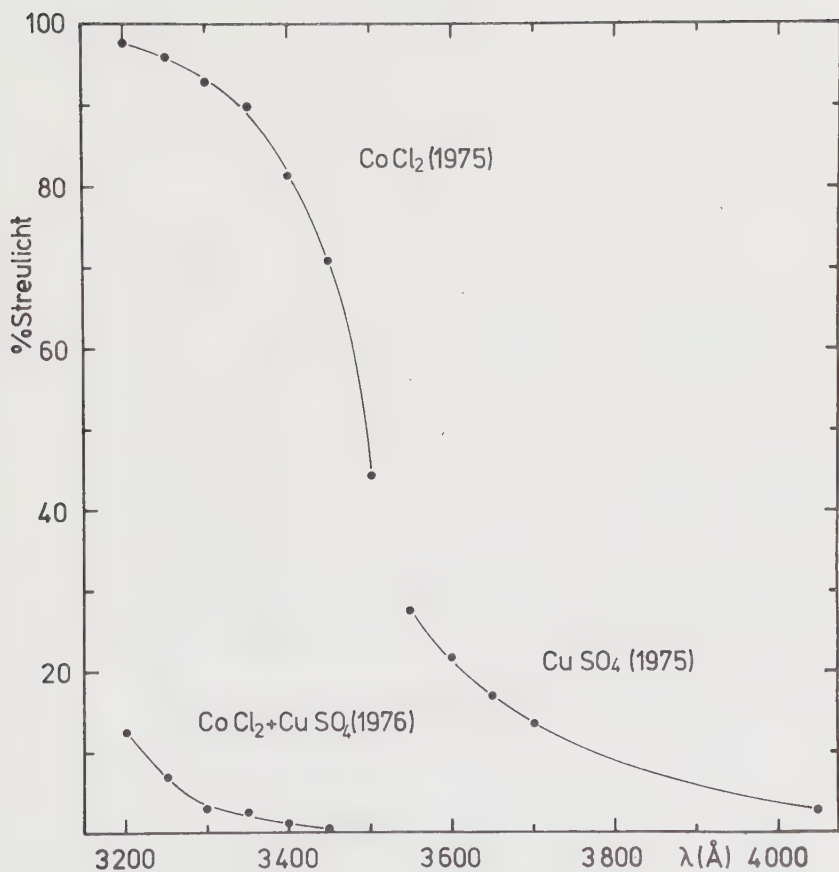


Abb. 10: Prozentualer Streulichtanteil bei der Messung des Platinofens im UV für 3 Flüssigkeitsfilter.

$$\frac{N_{f1}^*}{N_{f2}^*} = \frac{I_{f1}^* - I_{str}^*}{I_{f2}^* - I_{str}^*}$$

für $\lambda = \text{konst.}$

In diesem Ausdruck kann N_{Str}^B berechnet werden, weil alle anderen Größendirekt meßbar sind.

Bei der Bestimmung des Streulichtanteils wurden im Bereich 3200 - 4000 Å mehrere Interferenzfilter mit Bandbreiten zwischen 50 und 250 Å eingesetzt. Um sicher zu gehen, daß diese Filter keinen eigenen Streulichtbeitrag liefern, wurden sie nur dann verwendet, wenn sich auch nach Einbau eines zusätzlichen UV-Filter (UG 11, 4 mm) der prozentuale Streulichtanteil nicht änderte. Im Fall einer meßbaren Resttransmission im roten Bereich wäre diese durch das UV-filter verringert worden. Die Beobachtungsbedingungen bei den Streulichtmessungen waren mit denen der eigentlichen Eichung bis auf die Wahl des Spektralbereiches und der Auflösung identisch. Stern und Platinofen wurden unmittelbar nacheinander gemessen.

Bei einem Streulichtanteil von 95 %, wie er im ungünstigsten Fall vorliegt, muß die Frage gestellt werden, ob nicht auch die Sternmessung einen wenn auch wesentlich geringeren Streulichtanteil enthalten kann. Wegen der Transmission des CoCl_2 -Filters ist Streulicht fast ausschließlich aus dem Bereich $\lambda > 7000 \text{ Å}$ zu erwarten. Wenn die Sternmessung und die vom Streulicht befreite Ofenmessung bei 3200 Å auf dieselbe Zählrate normiert werden, so ist für $\lambda > 7000 \text{ Å}$ die Strahlstärke des Ofens noch immer um $> 10^4$ größer als die des Sterns. Vorausgesetzt, das Streulicht bleibt nicht auf bestimmte Gitterpositionen beschränkt, muß sein Anteil bei der Sternmessung $< 0.1 \%$ sein und kann deshalb vernachlässigt werden.

VI. ERGEBNISSE

Für 12 der insgesamt 14 südlichen Standardsterne, die sowohl relativ als auch absolut angeschlossen wurden, sind die Ergebnisse der Auswertung in Tabelle 8 zusammengestellt. Von α Car und ϵ Sgr liegen nur Relativmessungen vor (Tabelle 9). Alle Angaben sind in Größenklassen $m_v = -2.5 \lg F_v + C$. Hierbei ist F_v der stellare Fluß bei der Frequenz v in Einheiten von $\text{erg/cm}^2\text{Hz}$. Die Konstante C erhält man durch die Normierung des Flusses bei der Standardwellenlänge $5556 \text{ \AA}$, d.h. $C = 2.5 \lg F_{v,5556}$. Zur Berechnung von C wurden die zwischen 5400 und 5700 $\text{\AA}$ vorliegenden Ergebnisse linear ausgeglichen und auf $5556 \text{ \AA}$ interpoliert. Damit wurde der Einfluß durch die zufällige Streuung der Meßpunkte bei der Wahl des Nullpunktes reduziert. Tabelle 10 enthält die berechneten Werte für $F_{v,5556}$ für alle 14 Standardsterne, getrennt nach den Anschlüssen an α Lyr und den beiden Öfen.

Neben F_v sind noch die beiden Einheiten F_λ und N_λ gebräuchlich.

F_λ = Stellarer Fluß pro Einheitswellenlänge in $\text{erg/cm}^2\text{s\AA}$

N_λ = Anzahl der eintreffenden Photonen/ $\text{cm}^2\text{s\AA}$

Sie lassen sich mit

$$F_\lambda = F_v \times c/\lambda^2 \quad (c = 3 \times 10^{10} \text{ cm/s})$$

$$\text{und} \quad N_\lambda = 1.509 \times 10^{26} F_v / \lambda$$

leicht aus F_v berechnen. Alle Angaben beziehen sich auf den außerhalb der Erdatmosphäre ankommenden Photonenstrom.

Durch Mittelwertbildung aus den beiden Absolutanschlüssen und dem Relativanschluß erhält man den in den Abb. 11 - 16 gezeigten Kon-

tinuumsverlauf. Die eingezeichnete Verbindungslinie dient nur dazu, die Sequenz der Punkte deutlich zu machen. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der anderen Autoren (Aller et al., Davis und Webb, Gutierrez-Moreno et al.) ebenfalls eingetragen. Es handelt sich hierbei ausschließlich um Relativanschlüsse an Äquatornahe Standardsterne, welche ihrerseits auf die α Lyr-Daten von Hayes und Latham (1975) bezogen sind. Die Ergebnisse sind den Tabellen von Breger (1976) entnommen und auf 5556 Å normiert. Die meisten Wellenlängen stimmen nicht mit denen der vorliegenden Arbeit überein.

Die Äquatorsterne sind am Nordhimmel nur an α Lyr, am Südhimmel aber an 5 - 14 Standardsterne angeschlossen. Deshalb wurde ihre spektrale Energieverteilung aus den vorliegenden Ergebnissen der Südhimmelsterne und den Relativanschlüssen am Südhimmel neu berechnet. Die Resultate gehören nicht zum Thema der vorliegenden Arbeit und sind deshalb im Anhang zusammengefaßt.

α ScI

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

λ (Å)	Rel.	Pt	Cu	λ (Å)	Rel.	Pt	Cu
3200	0.041	0.063	-	6050	0.128	0.121	0.114
3250	0.059	0.101	-	6100	0.141	0.136	0.148
3300	0.087	0.105	-	6150	0.147	0.149	0.150
3350	0.104	0.115	-	6200	0.159	0.157	0.164
3400	0.119	0.134	-	6250	0.171	0.173	0.178
3450	0.130	0.137	-	6300	0.198	0.195	0.211
3500	0.137	0.121	-	6350	0.198	0.208	0.216
3550	0.142	0.134	-	6400	0.215	0.211	0.217
3600	0.136	0.139	-	6450	0.222	0.223	0.230
3650	0.114	(0.114)	-	6500	0.228	0.244	0.237
3700	0.121	(0.085)	-	6650	0.265	0.258	0.259
4050	-0.464	-0.435	-	6700	0.274	0.281	0.286
4150	-0.414	-0.414	-	6750	0.296	0.291	0.303
4200	-0.404	-0.404	-	6800	0.308	0.293	0.305
4250	-0.391	-0.391	-	6850	0.318	0.322	0.315
4400	-0.345	-0.332	-	7000	0.337	0.335	0.343
4450	-0.321	-0.326	-	7050	0.355	0.357	0.372
4500	-0.314	-0.283	-	7100	0.361	0.355	0.357
4550	-0.298	-0.271	-	7150	0.372	0.380	0.373
4600	-0.282	-0.254	-	7400	0.431	0.422	0.427
4700	-0.253	-0.224	-	7450	0.446	0.432	0.439
4750	-0.230	-0.197	-	7500	0.447	0.436	0.443
4800	-0.216	-0.183	-	7700	0.486	0.487	0.492
4950	-0.171	-0.160	-	7750	0.495	0.491	0.496
5000	-0.154	-0.143	-	7800	0.513	0.500	0.511
5050	-0.140	-0.147	-	7850	0.513	0.509	0.506
5100	-0.122	-0.123	-	7900	0.529	0.518	0.526
5150	-0.097	-0.095	-	7950	0.541	0.528	0.533
5200	-0.090	-0.084	-	8000	0.547	0.542	0.553
5250	-0.076	-0.077	-	8050	0.550	0.552	0.564
5300	-0.067	-0.056	-	8100	0.570	0.563	0.568
5350	-0.050	-0.056	-	8400	0.631	0.616	0.627
5400	-0.050	-0.040	-	8450	0.621	0.609	0.615
5450	-0.029	-0.021	-	8500	0.636	0.642	0.645
5500	-0.011	-0.012	-	8550	0.714	0.686	0.698
5550	-0.001	-0.001	0.003	8600	0.715	0.674	0.702
5600	0.003	0.005	-0.007	8650	0.614	0.607	0.636
5650	0.029	0.024	0.047	8700	0.577	0.601	0.590
5700	0.037	0.041	0.035	8750	0.680	0.680	0.729
5750	0.050	0.055	0.053	8800	0.570	0.609	0.618
5800	0.061	0.062	0.040				
5850	0.076	0.062	0.069				
5900	0.080	0.067	0.093				
5950	0.103	0.097	0.094				
6000	0.113	0.105	0.108				

Tabelle 8 a

α Eri

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

λ (Å)	Rel.	Pt	Cu	λ (Å)	Rel.	Pt	Cu
3200	-0.089	-0.097	-	6050	0.131	0.127	0.118
3250	-0.064	-0.057	-	6100	0.142	0.136	0.140
3300	-0.019	-0.026	-	6150	0.153	0.154	0.161
3350	-0.018	-0.020	-	6200	0.166	0.161	0.165
3400	0.006	0.001	-	6250	0.176	0.176	0.181
3450	0.026	0.012	-	6300	0.208	0.205	0.216
3500	0.029	0.006	-	6350	0.210	0.214	0.218
3550	0.050	0.026	-	6400	0.222	0.210	0.220
3600	0.036	0.035	-	6450	0.221	0.212	0.217
3650	0.025	(0.018)	-	6500	0.232	0.236	0.233
3700	0.011	(-0.011)	-	6650	0.266	0.263	0.262
4050	-0.457	-0.456	-	6700	0.288	0.282	0.285
4150	-0.396	-0.394	-	6750	0.292	0.286	0.294
4200	-0.400	-0.417	-	6800	0.307	0.301	0.301
4250	-0.390	-0.394	-	6850	0.326	0.323	0.313
4400	-0.335	-0.341	-	7000	0.347	0.348	0.350
4450	-0.323	-0.323	-	7050	0.357	0.352	0.361
4500	-0.305	-0.297	-	7100	0.371	0.364	0.359
4550	-0.299	-0.269	-	7150	0.376	0.383	0.375
4600	-0.269	-0.251	-	7400	0.433	0.423	0.418
4700	-0.238	-0.223	-	7450	0.444	0.436	0.426
4750	-0.219	-0.192	-	7500	0.453	0.450	0.448
4800	-0.211	-0.177	-	7700	0.494	0.499	0.497
4950	-0.167	-0.166	-	7750	0.508	0.498	0.493
5000	-0.147	-0.143	-	7800	0.528	0.515	0.515
5050	-0.137	-0.139	-	7850	0.530	0.523	0.515
5100	-0.122	-0.131	-	7900	0.545	0.539	0.532
5150	-0.116	-0.115	-	7950	0.557	0.543	0.539
5200	-0.115	-0.109	-	8000	0.571	0.549	0.553
5250	-0.094	-0.085	-	8050	0.574	0.553	0.557
5300	-0.078	-0.069	-	8100	0.589	0.577	0.577
5350	-0.056	-0.058	-	8400	0.652	0.640	0.643
5400	-0.045	-0.042	-	8450	0.667	0.656	0.658
5450	-0.033	-0.023	-	8500	0.659	0.644	0.644
5500	-0.015	-0.012	-	8550	0.734	0.683	0.686
5550	-0.005	-0.005	-0.006	8600	0.724	0.679	0.694
5600	0.011	0.010	0.012	8650	0.629	0.623	0.637
5650	0.033	0.027	0.047	8700	0.602	0.613	0.615
5700	0.039	0.043	0.046	8750	0.681	0.678	0.705
5750	0.052	0.062	0.063	8800	0.609	0.603	0.629
5800	0.069	0.067	0.057				
5850	0.080	0.064	0.072				
5900	0.087	0.070	0.088				
5950	0.104	0.097	0.101				
6000	0.122	0.110	0.112				

Tabelle 8 b

α Hyi

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

λ (Å)	Rel.	Pt	Cu	λ (Å)	Rel.	Pt	Cu
3200	1.627	1.658	-	6050	-0.000	-0.011	-0.010
3250	1.613	1.632	-	6100	-0.006	-0.008	0.001
3300	1.481	1.486	-	6150	0.018	0.013	0.029
3350	1.532	1.542	-	6200	-0.000	-0.008	0.004
3400	1.482	1.501	-	6250	0.020	0.015	0.033
3450	1.476	1.479	-	6300	0.020	0.015	0.038
3500	1.464	1.454	-	6350	0.012	0.011	0.021
3550	1.325	1.324	-	6400	0.013	0.008	0.025
3600	1.343	1.351	-	6450	0.024	0.020	0.034
3650	1.301	(1.280)	-	6500	0.023	0.032	0.033
3700	1.155	(1.151)	-	6650	0.012	0.006	0.014
4050	0.108	0.132	-	6700	0.009	0.010	0.022
4150	0.078	0.091	-	6750	0.024	0.015	0.031
4200	0.082	0.076	-	6800	0.019	0.010	0.021
4250	0.071	0.080	-	6850	0.026	0.022	0.022
4400	0.065	0.080	-	7000	0.033	0.030	0.042
4450	0.049	0.057	-	7050	0.029	0.031	0.047
4500	-0.001	0.026	-	7100	0.044	0.033	0.039
4550	0.027	0.058	-	7150	0.041	0.045	0.042
4600	-0.003	0.022	-	7400	0.067	0.056	0.060
4700	-0.009	0.019	-	7450	0.062	0.059	0.058
4750	-0.022	0.011	-	7500	0.063	0.056	0.063
4800	-0.023	0.022	-	7700	0.080	0.085	0.092
4950	-0.011	-0.003	-	7750	0.086	0.072	0.072
5000	0.017	0.027	-	7800	0.093	0.087	0.095
5050	0.007	0.010	-	7850	0.090	0.078	0.083
5100	0.011	0.003	-	7900	0.089	0.087	0.088
5150	0.021	0.026	-	7950	0.103	0.096	0.107
5200	0.041	0.039	-	8000	0.096	0.085	0.095
5250	0.021	0.020	-	8050	0.104	0.087	0.098
5300	0.003	0.010	-	8100	0.107	0.094	0.106
5350	0.016	0.017	-	8400	0.131	0.120	0.131
5400	0.006	0.011	-	8450	0.143	0.137	0.141
5450	-0.002	0.004	-	8500	0.165	0.154	0.157
5500	-0.011	-0.012	-	8550	0.286	0.237	0.258
5550	-0.009	-0.009	0.013	8600	0.185	0.147	0.169
5600	0.020	0.015	0.033	8650	0.133	0.124	0.149
5650	-0.001	-0.004	0.034	8700	0.113	0.104	0.119
5700	0.003	-0.003	0.023	8750	0.170	0.167	0.204
5750	-0.019	-0.012	0.003	8800	0.106	0.087	0.117
5800	-0.010	-0.010	-0.002				
5850	-0.012	-0.028	-0.011				
5900	-0.000	-0.020	0.011				
5950	-0.013	-0.020	0.002				
6000	0.000	-0.013	-0.003				

Tabelle 8 c

κ Eri

$$m_j = -2.5 \log F_j + C$$

λ (Å)	Rel.	Pt	Cu	λ (Å)	Rel.	Pt	Cu
3200	0.150	0.191	-	6050	0.122	0.122	0.108
3250	0.178	0.194	-	6100	0.129	0.137	0.140
3300	0.207	0.209	-	6150	0.124	0.146	0.152
3350	0.204	0.214	-	6200	0.155	0.154	0.159
3400	0.227	0.234	-	6250	0.166	0.166	0.176
3450	0.241	0.243	-	6300	0.194	0.201	0.208
3500	0.249	0.229	-	6350	0.199	0.207	0.207
3550	0.252	0.248	-	6400	0.204	0.200	0.207
3600	0.251	0.274	-	6450	0.214	0.213	0.220
3650	0.230	(0.242)	-	6500	0.224	0.241	0.240
3700	0.232	(0.209)	-	6650	0.257	0.252	0.258
4050	-0.452	-0.420	-	6700	0.267	0.273	0.281
4150	-0.404	-0.402	-	6750	0.278	0.272	0.284
4200	-0.400	-0.411	-	6800	0.290	0.289	0.289
4250	-0.386	-0.346	-	6850	0.305	0.312	0.304
4400	-0.340	-0.338	-	7000	0.330	0.339	0.350
4450	-0.325	-0.344	-	7050	0.344	0.348	0.370
4500	-0.305	-0.304	-	7100	0.351	0.356	0.353
4550	-0.296	-0.284	-	7150	0.362	0.372	0.365
4600	-0.274	-0.260	-	7400	0.415	0.415	0.415
4700	-0.247	-0.228	-	7450	0.420	0.425	0.420
4750	-0.227	-0.215	-	7500	0.432	0.430	0.433
4800	-0.214	-0.197	-	7700	0.473	0.479	0.480
4950	-0.166	-0.181	-	7750	0.478	0.483	0.483
5000	-0.152	-0.151	-	7800	0.491	0.483	0.495
5050	-0.134	-0.143	-	7850	0.506	0.493	0.490
5100	-0.117	-0.132	-	7900	0.517	0.514	0.517
5150	-0.111	-0.093	-	7950	0.520	0.523	0.533
5200	-0.102	-0.101	-	8000	0.530	0.531	0.541
5250	-0.082	-0.077	-	8050	0.536	0.543	0.556
5300	-0.068	-0.067	-	8100	0.559	0.555	0.562
5350	-0.055	-0.055	-	8400	0.616	0.598	0.615
5400	-0.044	-0.038	-	8450	0.625	0.619	0.630
5450	-0.031	-0.024	-	8500	0.630	0.636	0.648
5500	-0.015	-0.009	-	8550	0.693	0.666	0.675
5550	0.000	-0.005	-0.011	8600	0.697	0.655	0.688
5600	0.003	0.005	-0.007	8650	0.582	0.576	0.603
5650	0.028	0.029	0.058	8700	0.558	0.586	0.588
5700	0.037	0.040	0.051	8750	0.678	0.633	0.712
5750	0.049	0.057	0.055	8800	0.554	0.591	0.613
5800	0.066	0.059	0.049				
5850	0.075	0.058	0.062				
5900	0.082	0.071	0.070				
5950	0.102	0.094	0.085				
6000	0.116	0.110	0.111				

Tabelle 8 d

41 Eri

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

λ (Å)	Rel.	Pt	Cu	λ (Å)	Rel.	Pt	Cu
3200	0.302	0.314	-	6050	0.124	0.113	0.112
3250	0.326	0.326	-	6100	0.130	0.123	0.131
3300	0.345	0.348	-	6150	0.140	0.141	0.147
3350	0.346	0.357	-	6200	0.152	0.144	0.153
3400	0.371	0.364	-	6250	0.168	0.164	0.178
3450	0.375	0.368	-	6300	0.191	0.183	0.197
3500	0.386	0.357	-	6350	0.191	0.193	0.206
3550	0.372	0.363	-	6400	0.202	0.197	0.208
3600	0.368	0.338	-	6450	0.218	0.213	0.226
3650	0.352	(0.337)	-	6500	0.229	0.229	0.242
3700	0.347	(0.335)	-	6650	0.256	0.248	0.256
4050	-0.431	-0.458	-	6700	0.260	0.260	0.269
4150	-0.406	-0.404	-	6750	0.270	0.265	0.270
4200	-0.386	-0.392	-	6800	0.293	0.282	0.286
4250	-0.368	-0.374	-	6850	0.304	0.296	0.286
4400	-0.329	-0.331	-	7000	0.329	0.322	0.331
4450	-0.309	-0.285	-	7050	0.337	0.327	0.350
4500	-0.289	-0.281	-	7100	0.357	0.344	0.342
4550	-0.285	-0.257	-	7150	0.362	0.359	0.340
4600	-0.263	-0.244	-	7400	0.415	0.409	0.407
4700	-0.235	-0.211	-	7450	0.429	0.423	0.412
4750	-0.223	-0.195	-	7500	0.438	0.426	0.425
4800	-0.204	-0.183	-	7700	0.469	0.470	0.464
4950	-0.157	-0.158	-	7750	0.481	0.467	0.461
5000	-0.137	-0.137	-	7800	0.493	0.476	0.475
5050	-0.131	-0.127	-	7850	0.507	0.486	0.483
5100	-0.114	-0.118	-	7900	0.517	0.505	0.497
5150	-0.101	-0.090	-	7950	0.520	0.504	0.502
5200	-0.088	-0.082	-	8000	0.530	0.516	0.519
5250	-0.071	-0.061	-	8050	0.543	0.522	0.524
5300	-0.059	-0.058	-	8100	0.557	0.544	0.544
5350	-0.049	-0.048	-	8400	0.627	0.595	0.586
5400	-0.036	-0.030	-	8450	0.627	0.613	0.609
5450	-0.031	-0.021	-	8500	0.631	0.609	0.612
5500	-0.013	-0.011	-	8550	0.699	0.641	0.642
5550	-0.004	-0.008	-0.024	8600	0.702	0.655	0.660
5600	0.011	0.013	0.020	8650	0.633	0.624	0.635
5650	0.021	0.017	0.016	8700	0.600	0.573	0.581
5700	0.027	0.037	0.058	8750	0.696	0.699	0.710
5750	0.043	0.049	0.039	8800	0.579	0.540	0.567
5800	0.061	0.060	0.072				
5850	0.075	0.058	0.074				
5900	0.073	0.050	0.073				
5950	0.099	0.087	0.079				
6000	0.109	0.097	0.107				

Tabelle 8 e

ζ Pup

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

λ (Å)	Rel.	Pt	Cu	λ (Å)	Rel.	Pt	Cu
3200	-0.893	-0.926	-	6050	0.141	0.154	0.134
3250	-0.863	-0.886	-	6100	0.152	0.162	0.149
3300	-0.815	-0.841	-	6150	0.163	0.177	0.158
3350	-0.788	-0.813	-	6200	0.181	0.186	0.177
3400	-0.717	-0.742	-	6250	0.199	0.216	0.209
3450	-0.714	-0.736	-	6300	0.230	0.250	0.249
3500	-0.698	-0.718	-	6350	0.219	0.232	0.223
3550	-0.675	-0.664	-	6400	0.253	0.263	0.257
3600	-0.663	-0.658	-	6450	0.241	0.246	0.242
3650	-0.647	-0.656	-	6500	0.249	0.261	0.250
3700	-0.629	-0.642	-	6650	0.302	0.301	0.303
4050	-0.544	-0.550	-	6700	0.316	0.312	0.317
4150	-0.493	-0.492	-	6750	0.330	0.330	0.320
4200	-0.422	-0.416	-	6800	0.351	0.337	0.341
4250	-0.444	-0.441	-	6850	0.364	0.343	0.344
4400	-0.401	-0.404	-	7000	0.392	0.387	-
4450	-0.379	-0.391	-	7050	0.401	0.399	0.413
4500	-0.351	-0.371	-	7100	0.389	0.389	0.387
4550	-0.309	-0.311	-	7150	0.434	0.423	0.427
4600	-0.313	-0.319	-	7400	0.495	0.485	0.493
4700	-0.332	-0.307	-	7450	0.508	0.490	0.499
4750	-0.244	-0.275	-	7500	0.515	0.507	0.517
4800	-0.238	-0.254	-	7700	0.552	0.556	0.559
4950	-0.182	-0.219	-	7750	0.570	0.557	0.568
5000	-0.159	-0.186	-	7800	0.588	0.582	0.590
5050	-0.144	-0.174	-	7850	0.606	0.584	0.605
5100	-0.147	-0.131	-	7900	0.610	0.608	0.620
5150	-0.125	-0.150	-	7950	0.619	0.605	0.618
5200	-0.106	-0.086	-	8000	0.641	0.617	0.632
5250	-0.089	-0.078	-	8050	0.640	0.639	0.634
5300	-0.081	-0.074	-	8100	0.656	0.652	0.648
5350	-0.063	-0.065	-	8400	0.740	0.708	0.718
5400	-0.046	-0.045	-	8450	0.728	0.724	0.722
5450	-0.031	-0.031	-	8500	0.740	0.738	0.740
5500	-0.021	-0.016	-0.025	8550	0.806	0.756	0.767
5550	0.001	0.006	0.004	8600	0.783	0.796	0.809
5600	0.019	0.010	0.007	8650	0.751		
5650	0.033	0.019	0.032	8700	0.818		
5700	0.040	0.053	0.040	8750	0.862		
5750	0.052	0.070	0.077	8800	0.878		
5800	0.064	0.080	0.061				
5850	0.089	0.095	0.073				
5900	0.095	0.088	0.125				
5950	0.121	0.120	0.112				
6000	0.129	0.144	0.131				

Tabelle 8 f

α Cru

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

λ (Å)	Rel.	Pt	Cu	λ (Å)	Rel.	Pt	Cu
3200	-0.710	-0.696	-	6050	0.150	0.160	0.152
3250	-0.671	-0.666	-	6100	0.169	0.163	0.174
3300	-0.620	-0.612	-	6150	0.179	0.194	0.171
3350	-0.602	-0.593	-	6200	0.214	0.208	0.201
3400	-0.556	-0.550	-	6250	0.203	0.220	0.212
3450	-0.522	-0.518	-	6300	0.232	0.246	0.252
3500	-0.502	-0.496	-	6350	0.224	0.241	0.225
3550	-0.475	-0.472	-	6400	0.243	0.252	0.242
3600	-0.474	-0.459	-	6450	0.257	0.266	0.257
3650	-0.468	-0.469	-	6500	0.273	0.286	0.276
3700	-0.428	-0.431	-	6650	0.313	0.314	0.310
4050	-0.535	-0.538	-	6700	0.332	0.334	0.328
4150	-0.475	-0.450	-	6750	0.337	0.332	0.331
4200	-0.480	-0.473	-	6800	0.356	0.346	0.342
4250	-0.455	-0.449	-	6850	0.368	0.363	0.355
4400	-0.393	-0.380	-	7000	0.397	0.399	-
4450	-0.369	-0.368	-	7050	0.419	0.423	0.434
4500	-0.356	-0.358	-	7100	0.426	0.429	0.466
4550	-0.343	-0.331	-	7150	0.439	0.436	0.442
4600	-0.305	-0.303	-	7400	0.505	0.498	0.504
4700	-0.265	-0.276	-	7450	0.515	0.506	0.511
4750	-0.254	-0.267	-	7500	0.535	0.543	0.530
4800	-0.242	-0.244	-	7700	0.570	0.574	0.571
4950	-0.177	-0.187	-	7750	0.587	0.596	0.579
5000	-0.159	-0.161	-	7800	0.597	0.596	0.599
5050	-0.150	-0.140	-	7850	0.611	0.604	0.610
5100	-0.163	-0.144	-	7900	0.622	0.629	0.620
5150	-0.136	-0.152	-	7950	0.635	0.628	0.633
5200	-0.125	-0.112	-	8000	0.657	0.647	0.653
5250	-0.108	-0.097	-	8050	0.662	0.662	0.660
5300	-0.092	-0.089	-	8100	0.668	0.672	0.668
5350	-0.072	-0.082	-	8400	0.742	0.744	0.728
5400	-0.050	-0.051	-	8450	0.751	0.752	0.740
5450	-0.031	-0.038	-	8500	0.746	0.743	0.752
5500	-0.018	-0.011	-	8550	0.817	0.794	0.787
5550	0.002	0.003	-0.010	8600	0.798	0.826	0.829
5600	0.010	-0.002	0.001	8650	0.747		
5650	0.028	0.021	0.022	8700	0.778		
5700	0.056	0.064	0.054	8750	0.858		
5750	0.060	0.080	0.082	8800	0.817		
5800	0.074	0.090	0.068				
5850	0.096	0.098	0.089				
5900	0.101	0.092	0.137				
5950	0.126	0.131	0.122				
6000	0.133	0.153	0.133				

Tabelle 8 g

β Cen

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

$\lambda(\text{\AA})$	Rel.	Pt	Cu	$\lambda(\text{\AA})$	Rel.	Pt	Cu
3200	-0.703	-0.716	+	6050	0.147	0.168	0.145
3250	-0.656	-0.679	-	6100	0.165	0.172	0.163
3300	-0.609	-0.646	-	6150	0.171	0.180	0.167
3350	-0.590	-0.606	-	6200	0.205	0.203	0.188
3400	-0.546	-0.559	-	6250	0.198	0.220	0.203
3450	-0.515	-0.531	-	6300	0.226	0.247	0.239
3500	-0.491	-0.510	-	6350	0.223	0.245	0.225
3550	-0.458	-0.437	-	6400	0.241	0.248	0.249
3600	-0.454	-0.442	-	6450	0.247	0.252	0.245
3650	-0.439	-0.444	-	6500	0.259	0.277	0.262
3700	-0.413	-0.410	-	6650	0.306	0.308	0.304
4050	-0.515	-0.502	-	6700	0.321	0.326	0.317
4150	-0.451	-0.440	-	6750	0.333	0.327	0.324
4200	-0.463	-0.466	-	6800	0.348	0.345	0.335
4250	-0.436	-0.443	-	6850	0.352	0.350	0.349
4400	-0.376	-0.372	-	7000	0.389	0.389	0.408
4450	-0.354	-0.371	-	7050	0.410	0.405	0.418
4500	-0.341	-0.356	-	7100	0.418	0.417	0.419
4550	-0.321	-0.316	-	7150	0.431	0.429	0.442
4600	-0.286	-0.282	-	7400	0.486	0.490	0.486
4700	-0.236	-0.259	-	7450	0.500	0.498	0.494
4750	-0.245	-0.256	-	7500	0.523	0.521	0.513
4800	-0.226	-0.236	-	7700	0.549	0.560	0.557
4950	-0.164	-0.180	-	7750	0.565	0.567	0.564
5000	-0.145	-0.155	-	7800	0.578	0.588	0.582
5050	-0.154	-0.147	-	7850	0.588	0.583	0.585
5100	-0.158	-0.145	-	7900	0.600	0.609	0.607
5150	-0.131	-0.147	-	7950	0.565	0.631	0.618
5200	-0.124	-0.099	-	8000	0.631	0.637	0.616
5250	-0.101	-0.097	-	8050	0.639	0.648	0.640
5300	-0.087	-0.076	-	8100	0.648	0.641	0.652
5350	-0.067	-0.077	-	8400	0.717	0.715	0.713
5400	-0.042	-0.040	-	8450	0.724	0.735	0.720
5450	-0.031	-0.036	-	8500	0.739	0.759	0.735
5500	-0.024	-0.019	-0.036	8550	0.799	0.791	0.753
5550	-0.003	0.001	-0.007	8600	0.777	0.802	0.799
5600	0.009	-0.002	-0.007	8650	0.724		
5650	0.031	0.035	0.023	8700	0.756		
5700	0.051	0.055	0.056	8750	0.829		
5750	0.063	0.083	0.077	8800	0.784		
5800	0.069	0.090	0.058				
5850	0.093	0.100	0.081				
5900	0.101	0.092	0.123				
5950	0.130	0.135	0.122				
6000	0.130	0.141	0.130				

Tabelle 8 h

τ Sco

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

λ (Å)	Rel.	Pt	Cu	λ (Å)	Rel.	Pt	Cu
3200	-0.777	-0.777	-	6050	0.149	0.160	0.152
3250	-0.746	-0.748	-	6100	0.170	0.176	0.169
3300	-0.696	-0.698	-	6150	0.175	0.187	0.174
3350	-0.668	-0.670	-	6200	0.211	0.209	0.199
3400	-0.638	-0.639	-	6250	0.204	0.220	0.215
3450	-0.603	-0.605	-	6300	0.232	0.251	0.248
3500	-0.580	-0.586	-	6350	0.230	0.252	0.234
3550	-0.549	-0.540	-	6400	0.251	0.259	0.256
3600	-0.539	-0.529	-	6450	0.256	0.259	0.260
3650	-0.533	-0.535	-	6500	0.272	0.286	0.278
3700	-0.491	-0.495	-	6650	0.318	0.321	0.317
4050	-0.545	-0.540	-	6700	0.325	0.327	0.320
4150	-0.484	-0.475	-	6750	0.345	0.341	0.339
4200	-0.481	-0.478	-	6800	0.357	0.341	0.345
4250	-0.463	-0.469	-	6850	0.367	0.359	0.364
4400	-0.401	-0.398	-	7000	0.403	0.416	0.421
4450	-0.383	-0.397	-	7050	0.422	0.417	0.431
4500	-0.364	-0.379	-	7100	0.431	0.427	0.439
4550	-0.350	-0.349	-	7150	0.446	0.439	0.455
4600	-0.324	-0.332	-	7400	0.503	0.490	0.507
4700	-0.280	-0.300	-	7450	0.524	0.523	0.513
4750	-0.277	-0.297	-	7500	0.538	0.545	0.532
4800	-0.259	-0.267	-	7700	0.577	0.585	0.582
4950	-0.207	-0.226	-	7750	0.594	0.597	0.592
5000	-0.183	-0.196	-	7800	0.599	0.594	0.598
5050	-0.172	-0.180	-	7850	0.614	0.606	0.606
5100	-0.157	-0.143	-	7900	0.626	0.635	0.622
5150	-0.129	-0.146	-	7950	0.635	0.628	0.628
5200	-0.124	-0.106	-	8000	0.648	0.650	0.630
5250	-0.102	-0.101	-	8050	0.657	0.661	0.647
5300	-0.085	-0.080	-	8100	0.663	0.657	0.662
5350	-0.069	-0.078	-	8400	0.740	0.731	0.729
5400	-0.049	-0.042	-	8450	0.739	0.737	0.729
5450	-0.030	-0.036	-	8500	0.751	0.755	0.743
5500	-0.023	-0.017	-0.029	8550	0.806	0.786	0.767
5550	0.003	-0.004	0.009	8600	0.781	0.796	0.812
5600	0.012	0.000	0.001	8650	0.757		
5650	0.032	0.033	0.027	8700	0.817		
5700	0.051	0.060	0.051	8750	0.868		
5750	0.052	0.065	0.075	8800	0.849		
5800	0.073	0.087	0.072				
5850	0.089	0.093	0.083				
5900	0.098	0.092	0.133				
5950	0.118	0.123	0.115				
6000	0.130	0.151	0.133				

Tabelle 8 i

α Pav

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

λ (Å)	Rel.	Pt	Cu	λ (Å)	Rel.	Pt	Cu
3200	-0.293	-0.275	-	6050	0.145	0.140	0.125
3250	-0.262	-0.253	-	6100	0.162	0.157	0.151
3300	-0.222	-0.233	-	6150	0.174	0.174	0.171
3350	-0.221	-0.217	-	6200	0.187	0.181	0.175
3400	-0.194	-0.192	-	6250	0.193	0.195	0.193
3450	-0.175	-0.186	-	6300	0.227	0.224	0.228
3500	-0.162	-0.185	-	6350	0.223	0.230	0.226
3550	-0.142	-0.159	-	6400	0.243	0.239	0.238
3600	-0.145	-0.150	-	6450	0.248	0.249	0.250
3650	-0.151	(-0.153)	-	6500	0.257	0.263	0.249
3700	-0.128	(-0.130)	-	6650	0.298	0.303	0.295
4050	-0.512	-0.508	-	6700	0.319	0.318	0.315
4150	-0.435	-0.430	-	6750	0.320	0.315	0.317
4200	-0.461	-0.469	-	6800	0.338	0.331	0.327
4250	-0.440	-0.443	-	6850	0.354	0.354	0.337
4400	-0.375	-0.380	-	7000	0.385	0.387	0.385
4450	-0.358	-0.365	-	7050	0.397	0.392	0.394
4500	-0.336	-0.327	-	7100	0.409	0.407	0.397
4550	-0.333	-0.311	-	7150	0.423	0.433	0.409
4600	-0.302	-0.287	-	7400	0.478	0.468	0.460
4700	-0.266	-0.255	-	7450	0.496	0.481	0.465
4750	-0.250	-0.243	-	7500	0.498	0.492	0.480
4800	-0.235	-0.229	-	7700	0.541	0.552	0.540
4950	-0.177	-0.184	-	7750	0.562	0.557	0.546
5000	-0.169	-0.171	-	7800	0.574	0.557	0.564
5050	-0.151	-0.152	-	7850	0.580	0.577	0.567
5100	-0.143	-0.138	-	7900	0.603	0.590	0.577
5150	-0.131	-0.119	-	7950	0.608	0.588	0.577
5200	-0.128	-0.116	-	8000	0.617	0.607	0.602
5250	-0.109	-0.098	-	8050	0.630	0.622	0.619
5300	-0.086	-0.074	-	8100	0.638	0.623	0.610
5350	-0.067	-0.061	-	8400	0.710	0.695	0.691
5400	-0.052	-0.047	-	8450	0.717	0.711	0.703
5450	-0.036	-0.027	-	8500	0.730	0.721	0.713
5500	-0.019	-0.017	-	8550	0.785	0.744	0.742
5550	-0.003	-0.004	-0.010	8600	0.795	0.748	0.755
5600	0.011	0.016	0.009	8650	0.729	0.726	0.731
5650	0.029	0.027	0.035	8700	0.701	0.712	0.705
5700	0.048	0.054	0.049	8750	0.797	0.798	0.810
5750	0.065	0.074	0.066	8800	0.706	0.702	0.709
5800	0.076	0.077	0.066				
5850	0.093	0.081	0.083				
5900	0.105	0.093	0.113				
5950	0.120	0.111	0.107				
6000	0.137	0.133	0.129				

Tabelle 8 j

α Gru

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

λ (Å)	Rel.	Pt	Cu	λ (Å)	Rel.	Pt	Cu
3200	0.193	0.208	-	6050	0.129	0.124	0.113
3250	0.204	0.215	-	6100	0.142	0.136	0.134
3300	0.229	0.229	-	6150	0.150	0.149	0.149
3350	0.222	0.229	-	6200	0.163	0.158	0.160
3400	0.245	0.249	-	6250	0.173	0.174	0.175
3450	0.252	0.242	-	6300	0.200	0.197	0.204
3500	0.248	0.228	-	6350	0.205	0.208	0.211
3550	0.264	0.246	-	6400	0.215	0.208	0.212
3600	0.250	0.252	-	6450	0.221	0.216	0.218
3650	0.240	(0.234)	-	6500	0.231	0.241	0.227
3700	0.239	(0.228)	-	6650	0.267	0.260	0.256
4050	-0.451	-0.432	-	6700	0.276	0.275	0.272
4150	-0.403	-0.396	-	6750	0.286	0.285	0.288
4200	-0.401	-0.400	-	6800	0.305	0.299	0.299
4250	-0.386	-0.385	-	6850	0.320	0.319	0.306
4400	-0.339	-0.335	-	7000	0.343	0.343	0.343
4450	-0.321	-0.318	-	7050	0.355	0.352	0.355
4500	-0.301	-0.285	-	7100	0.367	0.367	0.356
4550	-0.294	-0.267	-	7150	0.377	0.381	0.364
4600	-0.268	-0.246	-	7400	0.428	0.423	0.416
4700	-0.239	-0.217	-	7450	0.437	0.436	0.423
4750	-0.217	-0.190	-	7500	0.446	0.442	0.435
4800	-0.209	-0.178	-	7700	0.480	0.495	0.487
4950	-0.159	-0.159	-	7750	0.507	0.495	0.483
5000	-0.154	-0.144	-	7800	0.513	0.511	0.505
5050	-0.135	-0.138	-	7850	0.521	0.515	0.503
5100	-0.120	-0.126	-	7900	0.531	0.533	0.520
5150	-0.115	-0.103	-	7950	0.533	0.537	0.531
5200	-0.100	-0.099	-	8000	0.549	0.544	0.541
5250	-0.083	-0.082	-	8050	0.561	0.556	0.557
5300	-0.074	-0.065	-	8100	0.571	0.565	0.559
5350	-0.057	-0.056	-	8400	0.631	0.625	0.620
5400	-0.050	-0.039	-	8450	0.648	0.640	0.635
5450	-0.027	-0.023	-	8500	0.647	0.645	0.641
5500	-0.019	-0.016	-	8550	0.705	0.673	0.670
5550	0.001	0.000	-0.003	8600	0.713	0.687	0.691
5600	0.013	0.008	0.012	8650	0.623	0.630	0.640
5650	0.028	0.022	0.030	8700	0.589	0.612	0.603
5700	0.041	0.045	0.047	8750	0.687	0.702	0.723
5750	0.050	0.057	0.053	8800	0.561	0.584	0.585
5800	0.063	0.060	0.044				
5850	0.082	0.063	0.068				
5900	0.085	0.065	0.085				
5950	0.107	0.097	0.096				
6000	0.119	0.106	0.102				

Tabelle 8 k

β Sc1

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

λ (Å)	Rel.	Pt	Cu	λ (Å)	Rel.	Pt	Cu
3200	0.400	0.416	-	6050	0.118	0.111	0.096
3250	0.409	0.417	-	6100	0.126	0.124	0.119
3300	0.429	0.436	-	6150	0.141	0.144	0.140
3350	0.432	0.436	-	6200	0.150	0.155	0.151
3400	0.447	0.438	-	6250	0.160	0.166	0.162
3450	0.447	0.438	-	6300	0.179	0.180	0.185
3500	0.447	0.431	-	6350	0.187	0.194	0.190
3550	0.433	0.420	-	6400	0.194	0.195	0.194
3600	0.435	0.430	-	6450	0.206	0.213	0.209
3650	0.412	(0.388)	-	6500	0.216	0.236	0.211
3700	0.412	(0.386)	-	6650	0.246	0.249	0.240
4050	-0.408	-0.364	-	6700	0.254	0.260	0.255
4150	-0.386	-0.377	-	6750	0.268	0.268	0.268
4200	-0.368	-0.364	-	6800	0.280	0.280	0.274
4250	-0.338	-0.337	-	6850	0.293	0.303	0.286
4400	-0.312	-0.299	-	7000	0.318	0.326	0.323
4450	-0.296	-0.299	-	7050	0.323	0.336	0.332
4500	-0.271	-0.259	-	7100	0.342	0.337	0.324
4550	-0.280	-0.248	-	7150	0.357	0.367	0.349
4600	-0.255	-0.234	-	7400	0.406	0.402	0.388
4700	-0.226	-0.202	-	7450	0.416	0.417	0.402
4750	-0.198	-0.174	-	7500	0.419	0.420	0.414
4800	-0.196	-0.150	-	7700	0.455	0.463	0.454
4950	-0.140	-0.141	-	7750	0.467	0.469	0.457
5000	-0.137	-0.133	-	7800	0.480	0.478	0.469
5050	-0.132	-0.139	-	7850	0.487	0.481	0.465
5100	-0.114	-0.114	-	7900	0.501	0.500	0.490
5150	-0.103	-0.106	-	7950	0.502	0.512	0.503
5200	-0.100	-0.081	-	8000	0.509	0.515	0.509
5250	-0.077	-0.072	-	8050	0.526	0.519	0.514
5300	-0.052	-0.040	-	8100	0.532	0.531	0.522
5350	-0.050	-0.043	-	8400	0.588	0.582	0.575
5400	-0.044	-0.036	-	8450	0.595	0.608	0.603
5450	-0.030	-0.022	-	8500	0.606	0.607	0.596
5500	-0.008	-0.010	-	8550	0.668	0.640	0.638
5550	-0.003	0.000	0.001	8600	0.677	0.641	0.646
5600	0.006	0.009	0.002	8650	0.584	0.600	0.607
5650	0.018	0.019	0.030	8700	0.550	0.568	0.557
5700	0.026	0.037	0.030	8750	0.664	0.665	0.691
5750	0.041	0.054	0.050	8800	0.526	0.533	0.536
5800	0.057	0.063	0.040				
5850	0.071	0.062	0.059				
5900	0.071	0.058	0.077				
5950	0.092	0.088	0.084				
6000	0.108	0.102	0.094				

Tabelle 8 1

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

$\lambda(\text{\AA})$	α Car	ϵ Sgr	$\lambda(\text{\AA})$	α Car	ϵ Sgr	$\lambda(\text{\AA})$	α Car	ϵ Sgr
3200	2.052	1.101	Aller et al.			6050	0.030	0.089
3250	2.045	1.146				6100	0.035	0.103
3300	1.930	1.091				6150	0.064	0.116
3350	1.964	1.111				6200	0.034	0.130
3400	1.892	1.094				6250	0.061	0.126
3450	1.838	1.072	3392	1.911	1.155	6300	0.069	0.136
3500	1.854	1.060	3441	1.866	1.125	6350	0.053	0.138
3550	1.730	1.033	3504	1.811	1.086	6400	0.061	0.145
3600	1.717	1.008	3567	1.758	1.052	6450	0.071	0.158
3650	1.661	0.097	3634	1.664	1.010	6500	0.077	0.153
3700	1.223	0.827	4032	-0.038	-0.303	6650	0.078	0.177
4050	-0.050	-0.316	4082	-0.031	-0.285	6700	0.071	0.180
4150	-0.065	-0.316	4167	-0.025	-0.264	6750	0.081	0.193
4200	-0.025	-0.290	4255	-0.021	-0.241	6800	0.084	0.201
4250	-0.010	-0.261	4367	-0.029	-0.227	6850	0.098	0.196
4400	-0.014	-0.238	4464	-0.041	-0.217	7000	0.124	0.222
4450	-0.030	-0.228	4566	-0.021	-0.182	7050	0.110	0.225
4500	-0.043	-0.229	4673	-0.025	-0.164	7100	0.118	0.230
4550	-0.029	-0.196	5000	-0.008	-0.086	7150	0.123	0.236
4600	-0.051	-0.208	5127	-0.007	-0.065	7400	0.151	0.267
4700	-0.063	-0.192	5262	-0.003	-0.042	7450	0.163	0.285
4750	-0.070	-0.180				7500	0.157	0.285
4800	-0.043	-0.176				7700	0.184	0.307
4950	-0.039	-0.154				7750	0.176	0.319
5000	-0.004	-0.139				7800	0.202	0.321
5050	-0.031	-0.134				7850	0.210	0.335
5100	-0.028	-0.121				7900	0.209	0.332
5150	-0.013	-0.089				7950	0.212	0.344
5200	0.036	-0.071				8000	0.205	0.337
5250	0.000	-0.073				8050	0.212	0.360
5300	-0.015	-0.057				8100	0.200	0.355
5350	-0.010	-0.043				8400	0.234	0.406
5400	0.016	-0.041				8450	0.224	0.430
5450	-0.009	-0.020				8500	0.282	0.443
5500	-0.001	-0.014				8550	0.309	0.503
5550	-0.003	-0.000	5556	0.000	0.000	8600	0.248	0.509
5600	0.007	0.010				8650	0.135	0.347
5650	0.003	0.021				8700	0.175	0.309
5700	-0.001	0.028				8750	0.243	0.559
5750	-0.003	0.035				8800	0.138	0.325
5800	0.006	0.042						
5850	0.014	0.057	5868	0.011	0.049			
5900	0.058	0.093						
5950	0.019	0.079						
6000	0.026	0.077						

Tabelle 9: Relativanschuß von α Car und ϵ Sgr verglichen mit den Ergebnissen von Aller et al.

Stern	Rel.	Cu	Pt	s(%)
α Scl	0.0703	0.0698	0.0686	1.26
α Eri	2.37	2.36	2.38	0.42
α Hyi	0.272	0.269	0.270	0.57
κ Eri	0.0740	0.0735	0.0713	1.97
δ Eri	0.142	0.140	0.142	0.82
α Car	7.36	-	-	-
ζ Pup	0.487	0.473	0.465	2.46
α Cru	1.98	1.92	1.98	1.77
β Cen	2.20	2.15	2.17	1.16
τ Sco	0.272	0.262	0.260	2.43
ϵ Sgr	0.685	-	-	-
α Pav	0.616	0.616	0.623	0.65
α Gru	0.734	0.730	0.737	0.48
β Scl	0.0655	0.0651	0.0655	0.35

Tabelle 10 :

Der monochromatische Fluß der Südhimmelsterne
 $F_{\nu, 5556}$ in Einheiten von 10^{-20} erg/cm² s Hz.

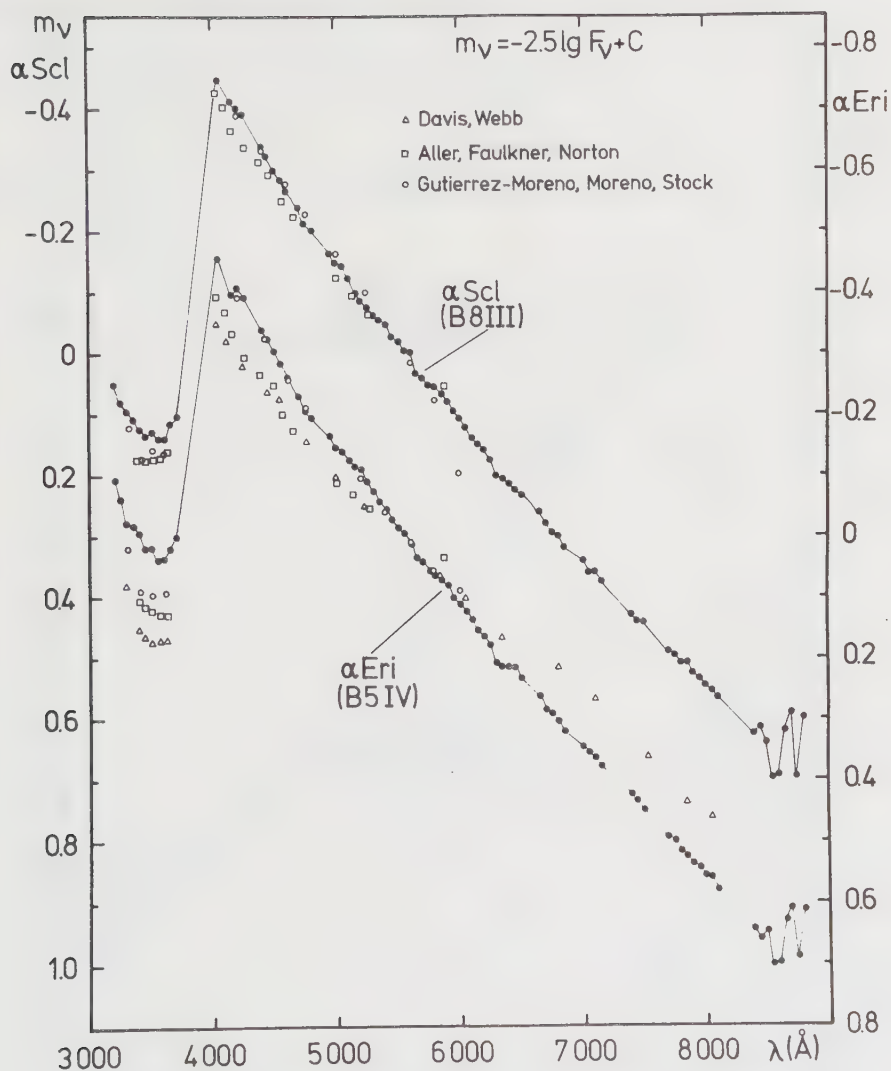


Abb. 11

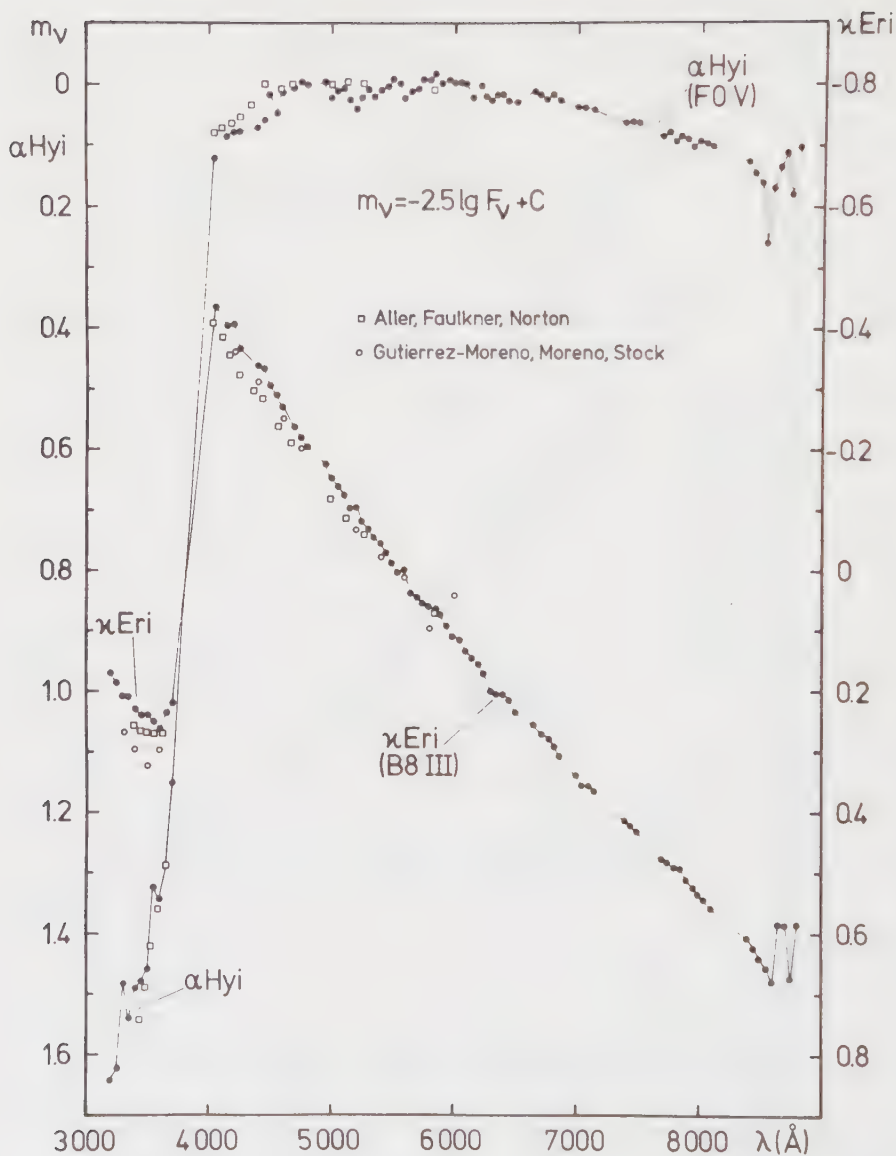


Abb. 12

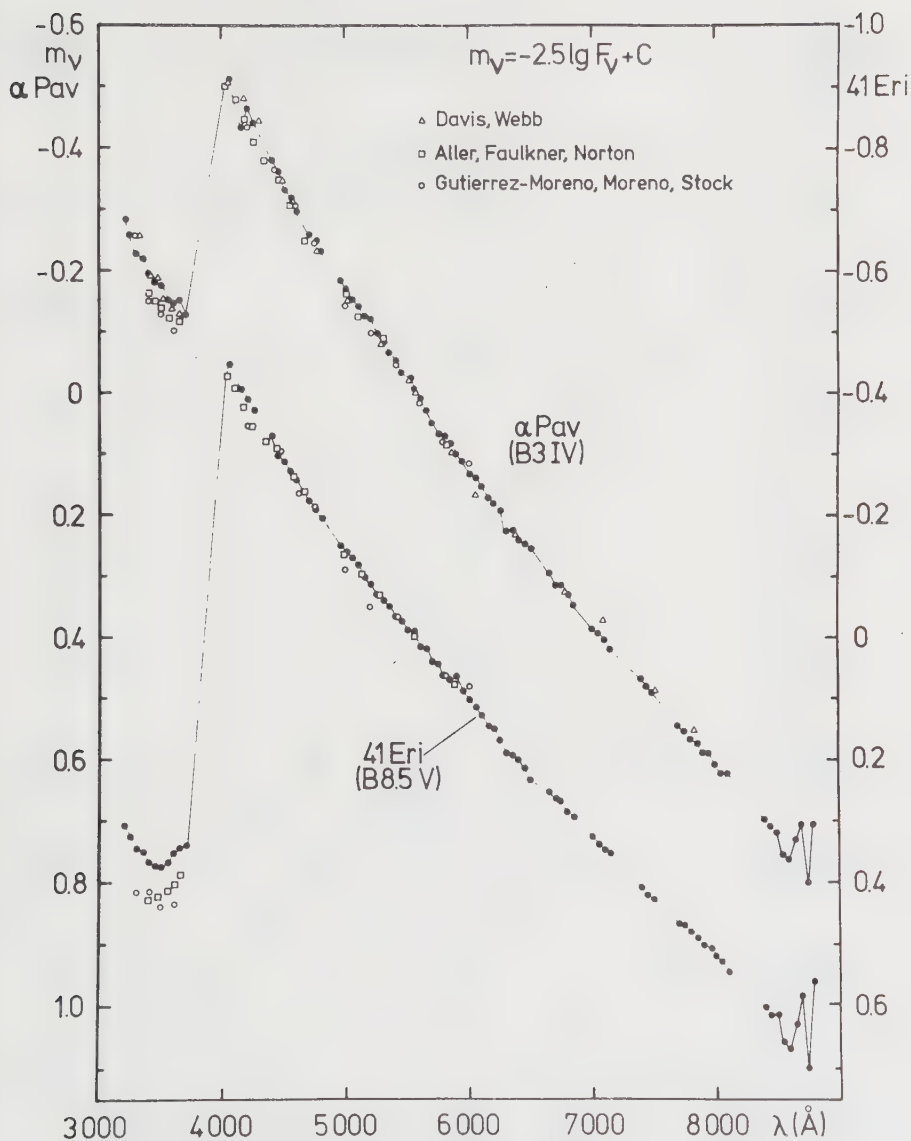


Abb. 13

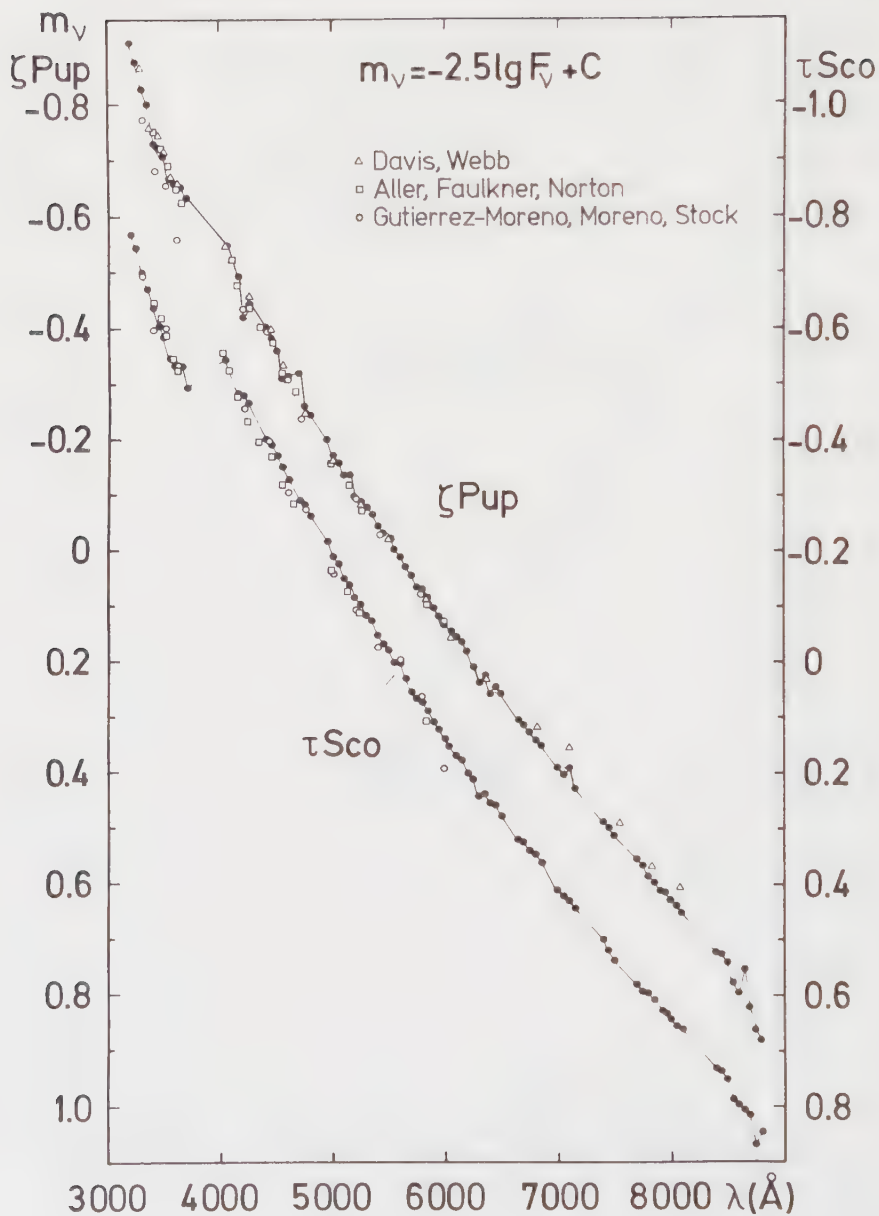


Abb. 14

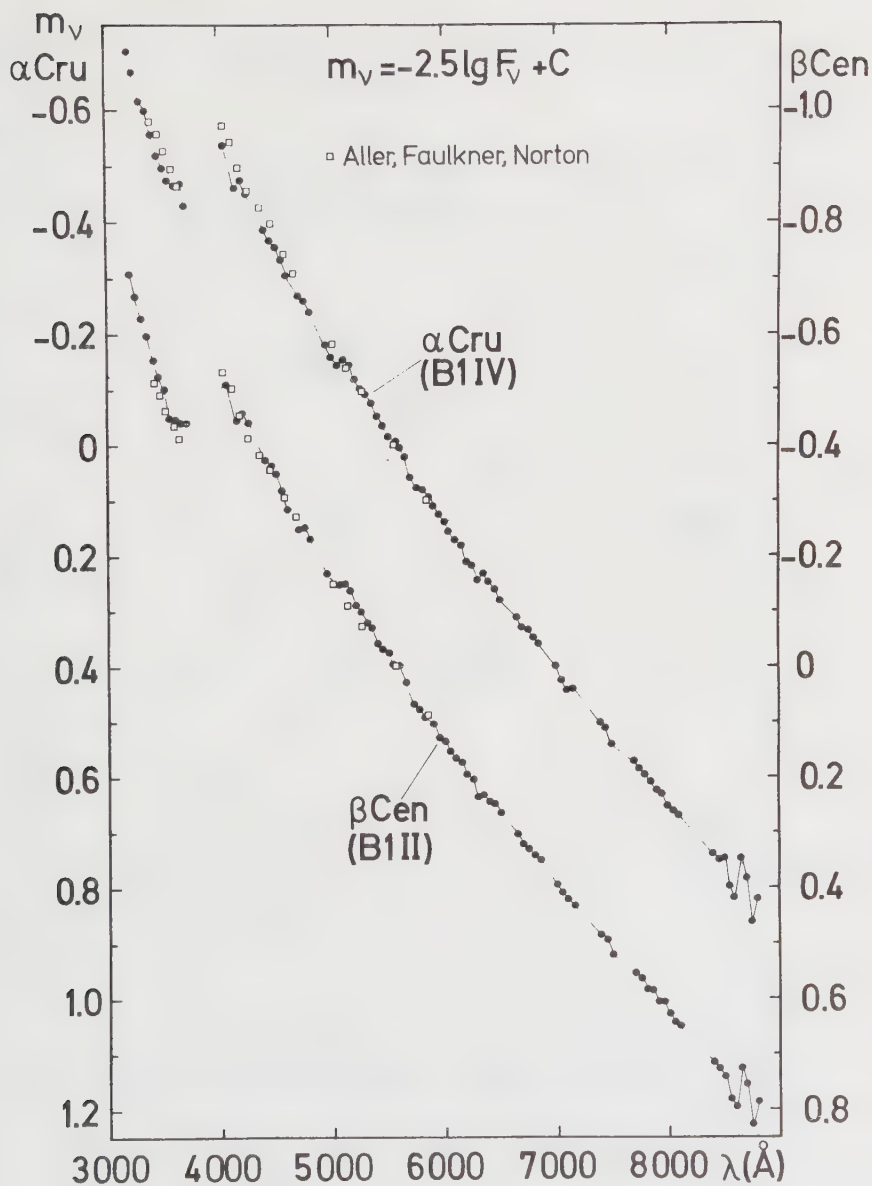


Abb. 15

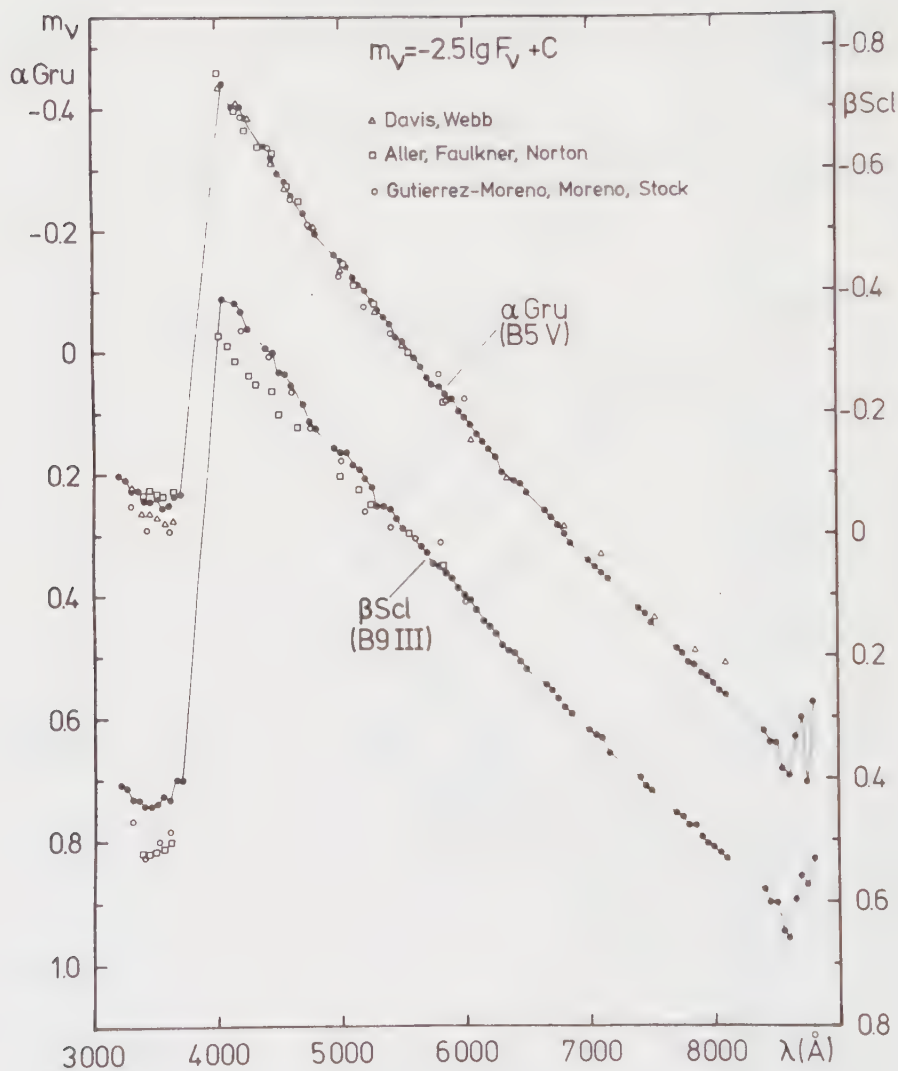


Abb. 16

VII. DISKUSSION

Die aus den Ofenmessungen berechnete instrumentelle Empfindlichkeit $\varnothing_\lambda$ wurde für die ganze Nacht als gleichbleibend angenommen. Sie unterlag innerhalb einer Beobachtungsperiode keinen starken Schwankungen. Die Standardabweichung betrug im UV ca. 3 %, im blauen Bereich 2 % und für $\lambda > 5000 \text{ \AA}$ nur noch 1 %. Dagegen unterschied sich die mittlere Empfindlichkeit in beiden Beobachtungsperioden um mehr als einen Faktor 2, wie die Abb. 17 zeigt. Dieser Abfall ist im roten Spektralbereich ca. 10 % stärker als im blauen und kann durch eine Verschmutzung der Spiegel oder des Gitters nicht gedeutet werden. Die Ursache dürfte die bei Multipliern mit GaAs-Kathode häufig beobachtete Abnahme der Quantenausbeute sein. $\varnothing_\lambda$ wird im Bereich $\lambda < 6000 \text{ \AA}$ hauptsächlich durch die Filtertransmission bestimmt, im Bereich $\lambda > 6000 \text{ \AA}$ dagegen durch den Abfall der Multiplierempfindlichkeit.

Im Bereich des kombinierten Flüssigkeitsfilters tritt bei $3700 \text{ \AA}$ ein schmales Empfindlichkeitsmaximum auf, das nicht reell ist. Es wird durch Restlicht aus der I. Ordnung vorgetäuscht, wie aus Abb. 9 zu ersehen ist. Das Maximum der Transmission bei $7400 \text{ \AA}$ beträgt $\sim 10^{-4}$. Dieser Wert ist zu hoch, so daß bei der Ofenmessung die I. Ordnung nicht vollständig unterdrückt wird. Die instrumentelle Empfindlichkeit ist deshalb bei 3650 und $3700 \text{ \AA}$ auf dem Wege der direkten Messung nicht zugänglich. Die Empfindlichkeitskurve mußte an diesen beiden Punkten interpoliert werden. Darum sind die entsprechenden Werte des stellaren Flusses in den Ergebnistabellen eingeklammert. Bei $\lambda > 8600 \text{ \AA}$ weichen die Absolutanschlüsse von 1975 für beide Öfen bis

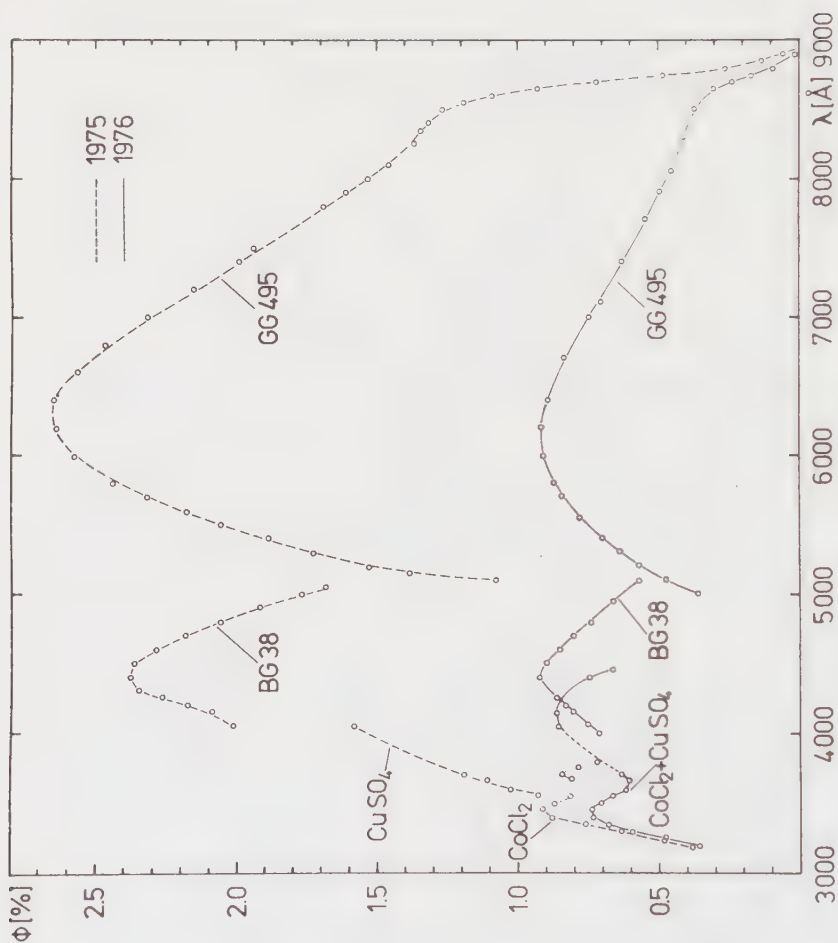


Abb. 17: Instrumentelle Empfindlichkeit des Teleskop-Kammer-Systems auf Lailla während der achten- achtungsperioden März - Mai 1975 und Nov./Dez. 1976.

zu 10 % voneinander ab. Die Daten sind wegen ihrer Unzuverlässigkeit nicht in die Tabelle aufgenommen. Der steile Abfall der Empfindlichkeitsfunktion wird an dieser Stelle noch von den Linien des Paschensprunges überlagert, so daß eine Verschiebung der Wellenlängenskala um wenige Angström bereits zu einer derartigen Diskrepanz führen kann.

Für den Kupferofen konnten 10^4 Impulse pro Spektralelement in einer Meßzeit von ca. 5 Minuten (Dauer des Haltepunktes) erst ab $5500 \text{ \AA}$ erreicht werden. Hier war das kurzwellige Ende der Wellenlängenskala im Hinblick auf die Normierung besonders wichtig. 1975 ergab die Hintergrundmessung beim Kupferofen eine zusätzliche Streulichtkorrektur. Der Hauptanteil war auf eine schwache rote Tischlampe zurückzuführen, die zur Temperaturaufzeichnung und damit zur Kontrolle des Schmelzpunktes benötigt wurde. Die Korrektur betrug bei $5550 \text{ \AA}$ 1,6 % des gemessenen Flusses und war wegen des steilen Anstiegs der Intensität ab $6500 \text{ \AA}$ zu vernachlässigen.

Der äquidistante Abstand der Meßpunkte in den Ergebnistabellen war durch die Rechnersteuerung des in Flagstaff benutzten Spektrum-Scanners vorgegeben. Die Wahl einer willkürlichen Folge von Meßpunkten war nicht möglich. Von der aufzuwendenden Meßzeit her erschien ein Abstand von $50 \text{ \AA}$ als angemessen. Zur Wahrung der inneren Konsistenz beschränkte sich die Auswertung der auf La Silla gewonnenen Spektren auf dieselben Wellenlängen. Hierzu war eine Interpolation der Meßpunkte über maximal $10 \text{ \AA}$ erforderlich. Bei der Datenreduktion wurde außerhalb des Paschensprunges auf alle Punkte ver-

zichtet, deren Wellenlänge mit Linien des Wasserstoffs und Heliums sowie den starken Absorptionsbanden von atmosphärischem Sauerstoff und Wasserdampf zusammenfielen. Damit ist nicht ausgeschlossen, daß noch weitere Punkte von schwachen Linien beeinflußt sind. Eine Äquivalentbreite von $100 \text{ m}\text{\AA}$ könnte bei einer Auflösung von $20 \text{ \AA}$ noch eine Änderung der Kontinuumsintensität von 0.5% vortäuschen. Im blauen Spektralbereich stören hauptsächlich schwache stellare Linien, oberhalb von $5000 \text{ \AA}$ überwiegen atmosphärische Banden. Curcio et al. (1964) konnten in der unteren Atmosphäre bei einer Weglänge von 16 km zwischen 5400 und $8520 \text{ \AA}$ nur 3 Fenster ohne nachweisbare atmosphärische Absorption finden. Es sind dies die Bereiche $6030 - 6250 \text{ \AA}$, $6650 - 6860 \text{ \AA}$ und $7440 - 7590 \text{ \AA}$.

Bei der Datenreduktion wurden alle Meßwerte einzeln und ohne linearen Ausgleich zur Unterdrückung der Streuung behandelt. Hier- von ausgenommen ist das für den Relativanschluß wichtige Ausgangs- spektrum von $\alpha \text{ Lyr}$. Die prozentuale Streuung der Meßwerte um den angenommenen Kontinuumsverlauf beträgt $\pm 0.8 \%$. Eine signifikante Abweichung von dieser Kurve mußte sich für dieselbe Wellenlänge bei den Südhimmelsternen in einer schlechten Übereinstimmung von Absolut- und Relativanschluß auswirken. Ein Vergleich des unge- glätteten $\alpha \text{ Lyr}$ -Spektrums mit der Differenz aus dem Relativ- und Absolutanschluß der Südhimmelsterne war deshalb als Kriterium für die innere Genauigkeit der gesamten Meßmethode zu werten. Systematische Fehler, sofern sie die Öffnen betrafen, mußten unerkannt bleiben, weil bei der Absoluteichung am Nord- und Südhimmel die- selben Öffnen zugrunde lagen. Abb. 18 zeigt im oberen Diagramm die

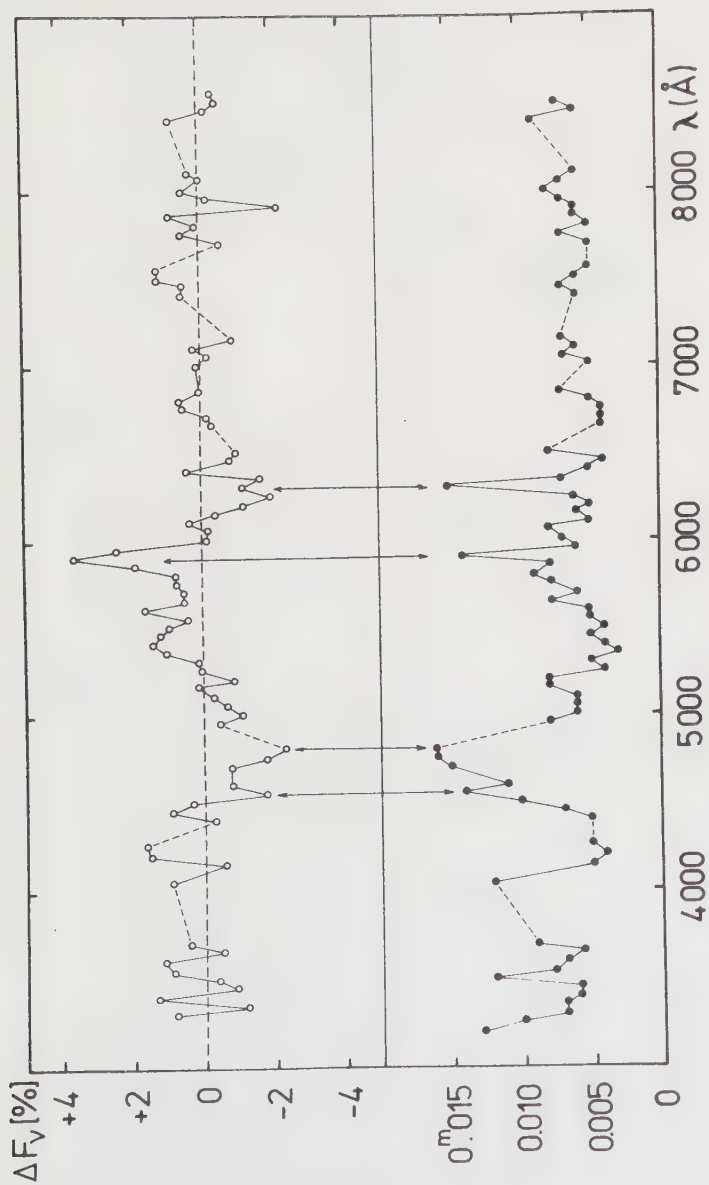


Abb. 18:

Oberes Diagramm: Streuung der Meßwerte von α Lyr um das angenommene Kontinuum.

Unteres Diagramm: Mittlere Standardabweichung der Südhemisphäre aus Relativ- und Absolutanschlüssen.

Streuung der Meßwerte von α Lyr um das angenommene Kontinuum; im unteren Diagramm ist die aus den Südhimmelsternen gebildete mittlere Standardabweichung aus dem Relativ- und Absolutanschluß (Tabelle 8) aufgetragen. Eine Reihe besonders stark streuender Meßpunkte im α Lyr-Spektrum ist deutlich mit einer hohen Standardabweichung im unteren Diagramm korreliert. Es sind dies die Punkte bei 4550, 4750, 4800, 5900 und 6300 Å.

Bei 4550 Å liegen Metalllinien von Fe II und Ti II vor. Aus dem Spektralatlas von Hiltner und Williams (1946) berechnet sich bei α Lyr eine Äquivalentbreite von ca. 200 mÅ. Bei 6300 Å ist der Kontinuumsverlauf durch ein relativ schwaches Absorptionsband des atmosphärischen Sauerstoffs gestört. Der Bandenkopf liegt bei 6276 Å. Die erwartete Depression läßt sich aus Differenzmessungen bei verschiedenen Luftmassen abschätzen. Sie beträgt bei einer Auflösung von 20 Å und einer Höhe des Beobachtungsortes von 2.3 km für $X = 1$ ca. 1.5 % (± 0.015)⁺⁾ Bei 5890 und 5896 Å werden im α Lyr-Spektrum schwache Absorptionslinien des Na I-Dubletts erwartet. Das gemessene Spektrum weist an dieser Stelle aber eine starke Emission auf. Der Grund dafür dürfte atmosphärisches Streulicht durch die Straßenbeleuchtung von Flagstaff sein. Aus dem gleichen Grund wurden auch Emissionslinien des Quecksilbers gefunden. Im Bereich 4750 - 4800 Å treten im Atlas von Hiltner und Williams nur schwache, nicht identifizierte Linien von maximal 30 mÅ auf. Sie reichen zur Interpretation der gezeigten Korrelation nicht aus. Atmosphärische Linien sind in diesem Bereich ebenfalls nicht beobachtet worden. In Abb. 19 wird deshalb ein Ausschnitt des α Lyr-Spektrums gezeigt, das mit dem Spektrum-Scanner auf La Silla

⁺⁾ Der Einfluß des atm. Sauerstoffs bei 6300 Å wurde in den Tabellen 8a - 8l bereits korrigiert.

bei einer Auflösung von $2 \text{ \AA}$ und $X \approx 2.5$ aufgenommen wurde.

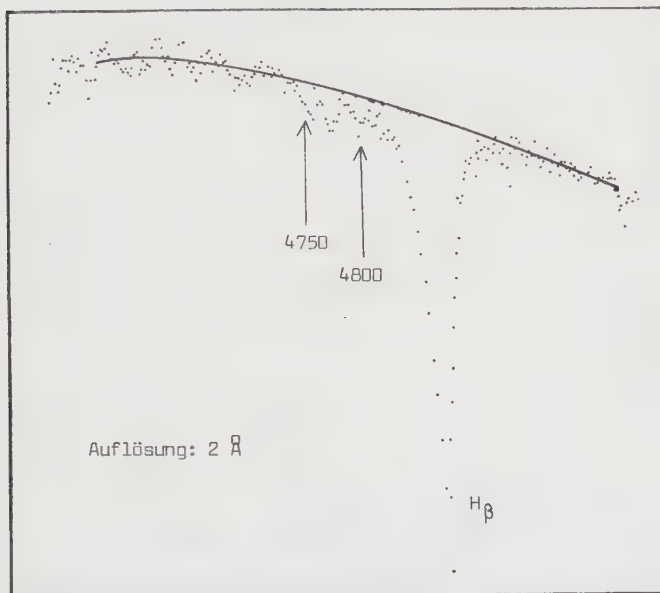


Abb. 19: Ausschnitt des α Lyr-Spektrums um H_β mit angenommenem Kontinuumsverlauf

Der kritische Bereich liegt deutlich unterhalb des angenommenen Kontinuums und außerhalb des Linienflügels von H_β ($4861 \text{ \AA}$). Dies dürfte den Abfall des gemessenen absoluten Flusses erklären. Bei einer photographischen Registrierung, wie sie im Spektralatlas vorliegt, würde eine flache Depression durch die Normierung auf das Kontinuum nicht erfaßt. — Das Minimum bei $7900 \text{ \AA}$ ist mit der unteren Kurve in Abb. 18 nicht korreliert. Die Empfindlichkeitsfunktion des Teleskop-Scanner-Systems weist an dieser Stelle kein Extremum auf, was bedeutet, daß der aus der Ausgleichskurve

von α Lyr resultierende Fluß an dieser Stelle für den Relativanschluß richtig war. Bei 7900 Å liegt ein schwaches Absorptionsband des Wasserdampfs (Pearse und Gaydon, 1965). Die i. a. geringere Luftfeuchtigkeit auf La Silla gegenüber Flagstaff könnte das Verhalten dieses Punktes erklären. - Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die ursprünglich als Meßfehler im Kontinuumspektrum von α Lyr interpretierten Punkte als Maß für die innere Genauigkeit des Relativ- und Absolutanschlusses gewertet werden können.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen von Aller et al., Davis und Webb sowie Gutiérrez-Moreno et al. zeigen die Abbildungen 11 - 16 und die Tabelle 11. Die größten Differenzen treten im UV-Bereich auf. Wegen der einheitlichen Normierung durchlaufen alle Spektren bei 5556 Å den Nullpunkt. Differenzen im Kontinuumsverlauf sind die Folge einer Drehung des gesamten Spektrums um den Nullpunkt als Achse. Die Ursache dafür können systematische Meßfehler oder (und) eine Veränderlichkeit des Sterns sein. Bis auf wenige Ausnahmen ist die Streuung der Einzelwerte bei allen Spektren etwa gleich groß. Bei starken Differenzen zeigen die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit im UV-Bereich systematisch einen höheren Fluß. Für α Eri, ζ Pup, α Pav, α Gru, α Car und ϵ Sgr ist im langwelligen Bereich ein Vergleich mit den Daten von Davis und Webb möglich. Der von diesen Autoren gemessene Fluß liegt für $\lambda > 5556$ Å bei allen Sternen bis auf ϵ Sgr über den gefundenen Werten. α Eri zeigt von allen Sternen die schlechteste Übereinstimmung (-0.11 im UV, $+0.08$ im IR). Differenzen dieser Größenordnung können nicht mehr als Meßfehler gedeutet werden, so daß angenommen werden muß, daß es sich hier um einen veränderlichen Stern handelt. Bei spektroskopischen Untersuchungen konnten Dachs et al. (1977) im August/September 1974 keine Veränderungen im Absorptionsprofil und

	3500 R			4200 R			7850 R		
	AFN	GMS	DW	AFN	GMS	DW	AFN	GMS	DW
α Sc1	-0.050	-0.028	-	-0.050	-0.015	-	-	-	-
α Eri	-0.108	-0.079	-0.159	-0.096	-0.023	-0.106	-	-	0.078
α Hy1	-0.030	-	-	0.017	-	-	-	-	-
α Eri	-0.028	-0.082	-	-0.064	-0.041	-	-	-	-
α Eri	-0.044	-0.071	-	-0.025	-0.046	-	-	-	-
ζ Pup	-0.014	-0.051	0.010	0.049	0.024	0.061 *	-	-	0.028
α Cru	0.029	-	-	0.002	-	-	-	-	-
β Cen	-0.030	-	-	-0.019	-	-	-	-	-
τ Sco	0.004	0.008	-	0.016	-0.033	-	-	-	-
α Pav	-0.037	-0.031	-0.014	-0.036	-0.016	+0.000	-	-	0.020
α Gru	0.002	-0.035	-0.035	-0.019	-0.018	-0.002	-	-	0.023
β Sc1	-0.077	-0.060	-	-0.092	-0.029	-	-	-	-
α Car	0.040	0.043	-0.090	-0.002	0.002	-0.014	-	-	0.080
ϵ Sgr	-0.028	-	0.023	-0.035	-	-0.008	-	-	-0.030

Tabelle 11: Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren

$$AFN = m_V \text{ (gefunden)} - m_V \text{ (Aller, Faulkner, Norton)}$$

$$GMS = m_V \text{ (gefunden)} - m_V \text{ (Gutiérrez-Moreno, Moreno, Stock)}$$

$$DW = m_V \text{ (gefunden)} - m_V \text{ (Davis, Webb)}$$

*) ζ Pup zeigt bei 4200 R in Abb. 14 eine Depression

der Äquivalentbreite von H_{α} finden. Dagegen wurden 1962 (Jaschek et al., 1964) und 1965 (Andrews und Breger, 1965) starke Emissionen in H_{α} beobachtet. Ferner lassen die nicht ganz eindeutige MK-Klassifikation als B3 Vp- oder B5 IV-Stern sowie neuere UV-Beobachtungen mit dem Kopernikus-Satelliten (Snow und Marlborough, 1976) auf eine Veränderlichkeit von α Eri schließen. - Bei ζ Pup konnten Conti und Niemela (1976) zwischen 1974 und 1976 eine deutliche Änderung im Emissionsprofil von H_{α} feststellen, doch zeigt dieser Stern in Abb. 14 bis auf einen Punkt (3600 Å) eine relativ gute Übereinstimmung bei allen Autoren. Das Spektrum von α Scl zeigt nach Beobachtungen von Jagaku und Sargent (1961) Ähnlichkeit mit einem peculiaren A-Stern. Sauerstoff und Helium sind unterhäufig, Chrom, Titan und Strontium dagegen überhäufig. Bernacca und Molnar (1972) konnten aufgrund von photometrischen Messungen mit dem DAO-2-Satelliten bei 2400 Å eine starke Veränderlichkeit der Linien des Ti II, Cr II und Sr II feststellen. Es wird angenommen, daß dies bei konstanter Effektivtemperatur des Sterns zu einer Neuverteilung des Flusses zwischen dem UV- und sichtbaren Spektralbereich führt. - β Cen ist nach Breger (1967) ein spektroskopisch veränderlicher Doppelstern. Er besitzt im Abstand von 1.3" einen Begleiter, der um 3 Größenklassen schwächer ist. Über eine Änderung der Kontinuumsintensität liegen jedoch keine zuverlässigen Angaben vor. Bei α Cru wurden beide Komponenten des Doppelsternsystems (Abstand 5.6", $\Delta m = 0.5$) gemessen, weil der Winkelabstand für eine vollständige Trennung der Einzelkomponenten zu klein war (Seeing).

VIII. FEHLERBETRACHTUNGEN

Zum Erkennen grober systematischer Meßfehler war es wichtig, mit zwei verschiedenen Teleskopen, Scannersystemen und Vergleichsstrahlern zu messen. Hinzu kam die Verwendung mehrerer Ein- und Austrittsspalte, Ofenblenden und die Überlappung einzelner Filterbereiche. Auf diese Weise konnten z. B. Meßfehler bei der Bestimmung der Blendenflächen an den Öfen erkannt und korrigiert werden. Im folgenden sollen die systematischen Fehler des Relativ- und Absolutanschlusses abgeschätzt werden. Sie sind in Einheiten von Größenklassen angegeben, mit denen sie in das Endergebnis der Eichung eingehen.

Fehler bei den Öfen, die sich in einer Änderung der instrumentellen Empfindlichkeit auswirken, können mit $\pm 0^m.003$ angegeben werden. Der Hauptanteil entfällt auf die Unsicherheit bei der Angabe der Strahlungstemperatur. Z. B. verursacht eine Temperaturänderung von $\Delta T = \pm 0.2$ K, wie sie typischerweise beim Platinofen beobachtet wurde, bei $3500 \text{ \AA}$ eine Änderung des spektralen Flusses von $\pm 0.2 \%$, bzw. $\pm 0^m.002$. Bei gleichem ΔT verringert sich dieser Fehler bei $8000 \text{ \AA}$ auf die Hälfte. Zusätzlich werden $\pm 0^m.003$ für die Unsicherheit des Platinpunktes sowie Absorptions- und Streuverluste vor der Hohlraumöffnung des Strahlers berücksichtigt. Diese Verluste können durch Verdampfen von Pt, Rh und SiO_2 (Ofenisolierung) entstehen. Eine Absorption innerhalb des Hohlraums ist ohne Bedeutung.

Die drei Ofenblenden mit 0.5, 1.0 und 2.0 mm Durchmesser waren nicht gleichmäßig rund. Zur Bestimmung der Öffnungsfläche wurden

die Blenden gemeinsam mit einem Eichmaßstab bei 25facher Vergrößerung auf kontrastreiches Photopapier abgebildet. Die geschwärzten Flächen wurden anschließend planimetriert. Bei der größten Blende betrug der Meßfehler $\pm 0.1\%$, bei der kleinsten $\pm 0.5\%$. Der Blendenfehler geht mit gleichem Betrag in das Ergebnis des Absolutanschlusses ein und liegt damit zwischen ± 0.001 und ± 0.005 . Bei der Bestimmung der Flächen wurden anfangs systematische Meßfehler gemacht. Dabei wurde anstelle der photographischen Aufzeichnung der Rand des vergrößerten, projizierten Bildes von Hand mit einem spitzen Bleistift nachgezogen. Durch den bei der Raumverdunklung besonders stark hervortretenden Kontrast fielen die Bilder infolge einer Täuschung des Auges je nach der Größe der Fläche 0.9 bis 2.6 % zu klein aus.

Die Bestimmung des Abstandes zwischen Teleskop und Öfen wurde dadurch erleichtert, daß auf dem Gelände der Europäischen Südsternwarte auf La Silla mehrere Fixpunkte mit bekannten Koordinaten und Höhenangaben vorlagen. Durch Anschluß an drei dieser Punkte wurde mit Hilfe eines Theodoliten über einfache Dreiecksberechnungen ein Abstand von 705.40 ± 0.10 m gemessen. Obwohl der Fehler quadratisch in das Ergebnis der Sterneichung eingeht, beträgt er, selbst wenn die Genauigkeit der Fixpunkte von gleicher Größenordnung ist, nicht mehr als ± 0.001 . - Justierfehler der Öfen können vernachlässigt werden, weil die Ausrichtung auf wenige Bogenminuten genau vorgenommen werden konnte und der nutzbare Strahlenkegel zum Teleskop hin eine Öffnung von mehr als 1° besaß.

Beugungsverluste an den Ofenblenden sind ebenfalls zu vernach-

lässigen. Hierzu lagen Messungen aus dem Absolutanschluß in Flagstaff vor. Während der etwa 5 Minuten dauernden Schmelz- und Erstarrungsphase des Kupfers wurden Ofenblenden mit Durchmessern von 0.5 - 2.5 mm in wechselnder Reihenfolge ausgetauscht und bei konstanter Wellenlänge die Zählrate am Teleskop registriert. Die Versuchsbedingungen entsprachen denen der Eichung. Falls Beugungsverluste vorhanden waren, mußten diese kleiner als 0.5 % sein. (Genauigkeit der Meßmethode).

Eine Reihe weiterer systematischer Fehler ergeben sich auf der Seite des Strahlungsempfängers. Bei den meisten beobachteten Objekten entsprach der gewählten Austrittsspaltbreite eine Auflösung von $10 \text{ \AA}$ in der II. und $20 \text{ \AA}$ in der I. Ordnung (s. Tabelle 3). Nur bei besonders hellen Objekten wurden auf La Silla schmalere Spalte eingesetzt. Hier geht der Fehler aus dem Verhältnis der Spaltbreiten in die Eichung ein. Alle benutzten Spalte wurden deshalb nach jeder Beobachtungsperiode am Mikrophotometer vermessen. Der Fehler kann je nach Spaltbreite mit ± 0.001 bis ± 0.003 angegeben werden. Der Einfluß der Eintrittsspalte ist zu vernachlässigen. Hier wurden nur Spalte von 1×1 und $2 \times 1 \text{ mm}^2$ benutzt (Flagstaff: Lochblende von 40"). Selbst bei schlechtem Seeing von ca. 4" wurden erst bei einem Eintrittsspalt von $0.5 \times 1 \text{ mm}^2$ Lichtverluste von ca. 0.2 % festgestellt.

Die Anwendung des Planckschen Strahlungsgesetzes macht eine im absoluten Sinn genaue Angabe der Wellenlänge erforderlich. Eine Übereinstimmung der Wellenlängenskala für Stern und Vergleichsstrahler

ist nicht ausreichend. Z. B. wirkt sich bei $3500 \text{ \AA}$ ein Fehler von nur $1 \text{ \AA}$ (geringste Änderung der Gitterposition durch einen Motorschritt) in einer Änderung des stellaren Flusses von 0.005 aus. Im Bereich der I. Ordnung verläuft die Planckfunktion flacher, doch ist die lineare Dispersion des Scanners hier doppelt so groß wie in der II. Ordnung, d. h., daß auch noch bei $5000 \text{ \AA}$ mit einem Fehler gleicher Größenordnung zu rechnen ist. - Nach dem Einschalten des Scanners wurde häufig eine Drift der Wellenlängenskala beobachtet. Die Ursache dafür war ein Anstieg der Temperatur im Scanner. Je nach Beanspruchung des Schrittmotors lag diese um $1 - 2^\circ$ über der sich nur langsam ändernden Außentemperatur. Zu Beginn der Nacht waren deshalb Korrekturen von $1 - 2 \text{ \AA}$ nötig. Die Wellenlängenskala wurde im Verlauf der Nacht durch Anschluß an die H_γ -Linie eines hellen Sterns mehrmals kontrolliert (insbesondere vor der Ofenmessung).

Wegen der extremen Fernrohrposition bei der Ofenmessung waren mechanische Verbiegungen mit einer daraus folgenden Wellenlängenänderung nicht auszuschließen. Deshalb wurde am Ort der Öfen eine Spektrallampe (Zn, Cd, Hg) installiert und das Spektrum der Lampe sowie das eines zenitnahen Sterns mit der im Scannerprogramm fest vorgegebenen Wellenlängenskala verglichen. Dabei ergaben sich Korrekturen bis zu $5 \text{ \AA}$ in der II. Ordnung (entsprechend $10 \text{ \AA}$ in der I. Ordnung). Das Maximum der Abweichung lag am Bereichsende ($5000 \text{ \AA}$ in II. Ordnung) und war für Lampen- und Sternspektrum von gleichem Betrag. Daraus konnte geschlossen werden, daß eine mechanische Verbiegung in Dispersionsrichtung nicht vorlag. Im Gegensatz zum Absolutanschluß können sich beim Relativanschluß Fehler von

wenigen Angström wegen der Ähnlichkeit der Spektren und dem gegenüber den Öffern vergleichsweise flachen Kontinuumsverlauf nicht auswirken.

Der nach Abzug des Streulichts verbleibende Filterfehler wird mit ± 0.002 abgeschätzt. Hiervon ausgenommen bleiben die Absolutanschlüsse der Sterne ζ Pup, α Cru, β Cen und τ Sco im Bereich $3200 - 3500 \text{ \AA}$. Infolge des hohen Streulichtanteils lag hier die photonenstatistische Genauigkeit der Sternstrahlung nur bei 3 %. Mit Berücksichtigung eines zusätzlichen Fehlers für die Streulichtmessung kann für die 4 genannten Sterne in diesem Bereich nur eine Genauigkeit von ± 0.004 angenommen werden. - Systematische Fehler durch Koinzidenzen bei der Impuls-zählung sind kleiner als ± 0.001 .

Die Vertikalextinktion bleibt eines der Hauptprobleme bei der Sterneichung, weil ihre Richtungs- und Zeitabhängigkeit nicht immer erkannt wird. Sie führt bei Berücksichtigung der Anzahl von Beobachtungsnächten zu einer Unsicherheit von ± 0.010 im blauen und ± 0.004 im roten Bereich. Der Fehler bei der Berechnung der horizontalen Extinktion beträgt nur etwa 1/10 hiervon. Eine Zusammenfassung der geschätzten systematischen Meßfehler enthält Tabelle 12.

Beim Relativanschluß kann davon ausgegangen werden, daß der Fluß von α Lyr je nach Spektralbereich auf 1 - 2 % genau bekannt ist. Eine höhere Genauigkeit dürfte bei erdgebundenen Beobachtungen nicht zu erreichen sein. Auf dem Umweg über die Äquatorsterne ist für den Relativanschluß mit einem Fehler gleicher Größe zu rechnen.

Fehlerquelle	3200 - 4500 Å	4600 - 8500 Å
Strahlungstemperatur	± 0.003	± 0.002
Unsicherheit des Pt-Punktes	± 0.003	± 0.001
Ofenblenden	± 0.001	± 0.003
Entfernung Teleskop - Öfen	± 0.001	± 0.001
Austrittsspaltbreite	± 0.001	± 0.003
Wellenlängenskala	± 0.005	± 0.005
Filter	± 0.002 *)	± 0.002
Koinzidenzen bei Impulszählung	± 0.001	± 0.001
Vertikalextinktion	± 0.010	± 0.003
Horizontalextinktion	± 0.001	$< \pm 0.001$
Geschätzte system. Fehlersumme (Wurzel aus der Quadratsumme) :	± 0.012	± 0.009

*) Von 3200 - 3500 Å bei ζ Pup, α Cru, β Cen und τ Sco
durch Streulicht ± 0.04

$$1 \% \hat{=} \pm 0.01$$

Tabelle 12: Geschätzte systematische Fehler für den
Absolutanschluß

In Anbetracht der vielen Beobachtungsnächte mit einer typischen Streuung der Ergebnisse von nicht mehr als $\pm 0^m.03$ sowie der Übereinstimmung von Relativ- und Absolutanschluß darf für die gemessenen Südhimmelsterne zwischen 3200 und 8500 Å eine Genauigkeit von etwa $\pm 0^m.01$ angenommen werden. Voraussetzung ist, daß keine groben systematischen Fehler unerkannt blieben.

Als zusätzlichen Beweis für die innere Konsistenz der Ergebnisse kann ein Vergleich des Absolutanschlusses von 109 Vir am Nord- und Südhimmel angesehen werden. Dieser äquatornahe Standardstern wurde gemeinsam mit α Lyr am Nordhimmel geeicht (Tüg et al., 1976). Auf La Silla wurde derselbe Stern bei einer vergleichbaren Luftmasse von $X \approx 1.2$ ebenfalls an die beiden Öfen angeschlossen. Eine Gegenüberstellung beider Anschlüsse gemeinsam mit den von Breger publizierten Daten findet sich in Tabelle 13. Der Absolutanschluß am Nordhimmel ergibt für diesen Stern einen im Mittel um $0^m.005$ höheren Fluß als am Südhimmel. Die mittlere Differenz zu den Ergebnissen von Breger beträgt nach der Umrechnung auf gleiche Wellenlänge $0^m.005 \pm 0^m.011$ (Südhimmel) und $0^m.001 \pm 0^m.014$ (Nordhimmel).

λ (Å)	Nord	Süd	λ (Å)	Std.	λ (Å)	Nord	Süd	λ (Å)	Std.
3200	-	1.091			6050		.088	6050	.103
3250	-	1.107			6100	.099	.096		
3300	1.125	1.094	3300	1.123	6150	-	.112		
3350	1.140	1.096			6200	.126	.124		
3400	1.103	1.087	3390	1.093	6250	-	.124		
3450	1.085	1.069	3448	1.073	6300	.145	.125		
3500	1.070	1.059	3509	1.051	6350	-	.144	6370	.152
3550	1.033	1.039			6400	.147	.148		
3600	1.012	1.023	3571	1.048	6450	-	.160		
3650	.986	.994	3636	1.013	6500	.175	.168		
3700	.966	.945			6650	-	.196		
4050	-.311	-.297	4036	-.286	6700	.191	.198		
4150	-.286	-.291			6750	-	.210		
4200	-.279	-.288	4167	-.277	6800	.206	.217	6800	.217
4250	-.278	-.264	4255	-.253	6850	-	.226		
4400	-.220	-.233			7000	.265	.245		
4450	-.225	-.224			7050	-	.252		
4500	-.206	-.210	4464	-.240	7100	.262	.265		
4550	-.189	-.207			7150	-	.272		
4600	-.185	-.192	4566	-.193	7400	.305	.314		
4700	-.170	-.169			7450	-	.320		
4750	-.155	-.163			7500	.323	.321		
4800	-.139	-.150	4785	-.145	7700	.366	.342		
4950	-.115	-.113			7750	-	.361		
5000	-.091	-.102	5000	-.095	7800	.368	.371		
5050	-.076	-.100			7850	-	.375		
5100	-.074	-.089			7900	.400	.387		
5150	-.057	-.074			7950	-	.405		
5200	-.053	-.061			8000	.407	.395		
5250	-.061	-.058			8050	-	.403		
			5264	-.062					
5300	-.061	-.046			8100	.422	.413		
5350	-.037	-.037			8400	.444	.456		
5400	-.028	-.029			8450	-	.468		
5450	-.019	-.019			8500	.493	.478		
5500	-.012	-.007			8550	-	.533		
5550	-.002	-.004	5556	.000	8600	.544	.530		
5600	.003	.008			8650	-	.421		
5650	.023	.020			8700	.396	.405		
5700	.033	.023			8750	-	.558		
5750	.042	.035			8800	.361	.373		
5800	.051	.043							
5850	.054	.051	5840	.065					
5900	.055	.037							
5950	.070	.068							
6000	.090	.080							

Tabelle 13: Vergleich des Absolutanschlusses von 109 Vir am Nord- und Südhimmel mit den von Breger (1976) angegebenen Standardwerten (Std.).

IX. VERGLEICH MIT MODELLRECHNUNGEN

Atmosphärenmodelle unter der Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE) liegen u.a. vor von Avrett und Strom (1965), Mihalas (1966), Van Citters und Morton (1970) sowie Kurucz et al. (1974). Die Modelle unterscheiden sich im wesentlichen in der Anzahl der berücksichtigten Absorptionslinien. Abweichungen vom LTE machen sich erst bei geringen Dichten und hohen Temperaturen bemerkbar. So stimmen "Non"-LTE-Rechnungen von Mihalas (1972) mit den LTE-Modellen von Kurucz et al. für $T_e \leq 30\,000\text{ K}$ in der spektralen Flußverteilung gut überein. Unterschiede von mehreren Prozent zeigen sich erst im Lymankontinuum. Weil sich die Modelle weitgehend auf Sonnenbeobachtungen stützen, sind sie vorzugsweise auf die Leuchtkraftklasse V anzuwenden. Im folgenden werden deshalb nur die Hauptreihensterne τ Sco (80 V), α Gru (85 V), 41 Eri (88.5 V) und α Hyi (90 V) berücksichtigt. Ihre gemessene spektrale Energieverteilung wird mit den Atmosphärenmodellen von Kurucz et al. verglichen. Bei diesen Modellen gehen insgesamt 1.7×10^6 Linien in die Berechnungen ein. Durch eine erhöhte Anzahl von Linien wird der Bereich des verbleibenden Kontinuums eingeengt, so daß dieses infolge des Blanketing-Effektes angehoben wird.

Bei den Spektren der vier genannten Sterne liegen im Bereich des Paschenkontinuums wesentlich mehr Meßpunkte vor als unterhalb des Balmersprungs. Je nach Spektraltyp kann sich aber eine Änderung der Effektivtemperatur auf den Balmersprung empfindlicher auswirken als auf die Steigung des Kontinuums. Deshalb wurden nicht alle gemessenen Punkte gleichermaßen berücksichtigt. Bei der Suche nach der

am besten angepaßten Effektivtemperatur mit der Methode der kleinsten Quadrate wurden die beiden Teilbereiche 3200 - 3700 Å und 4000 - 8500 Å gleich gewichtet. Der Paschensprung, der durch die Messungen nicht vollständig erfaßt werden konnte, blieb unberücksichtigt.

Das Ergebnis der Rechnungen ist in der folgenden Tabelle enthalten:

Stern	Spektraltyp	B - V	T_e (K) bei $\lg g = 4.00$
τ Sco	B0 V	-0.25	29 400
α Gru	B5 V	-0.14	13 900
41 Eri	B8.5 V	-0.12	13 200
α Hyi	F0 V	0.29	7 300

Tabelle 14: Berechnete Effektivtemperaturen durch Vergleich mit Modellen von Kurucz et al.

In den Abb. 20 und 21 sind sowohl der gemessene als auch der für T_e theoretisch erwartete Kontinuumsverlauf aufgetragen. Die Bereiche 3200 - 3700 Å und 4000 - 8500 Å können nicht gleichzeitig zur vollen Übereinstimmung mit der Theorie gebracht werden. Eine genaue Anpassung im Paschenkontinuum würde eine zu große Änderung des Balmersprungs nach sich ziehen, die auch durch einen Faktor 10 bei der Schwerebeschleunigung nicht auszugleichen wäre. Eine gute Übereinstimmung zeigt α Hyi für $T_e = 7\,300$ K, doch mußte bei diesem Stern die Temperaturskala extrapoliert werden, da die Modellrechnungen bei Kurucz et al. nur für Atmosphären vorliegen, die heißer als 8 000 K sind. Eine gute Übereinstimmung zeigt auch

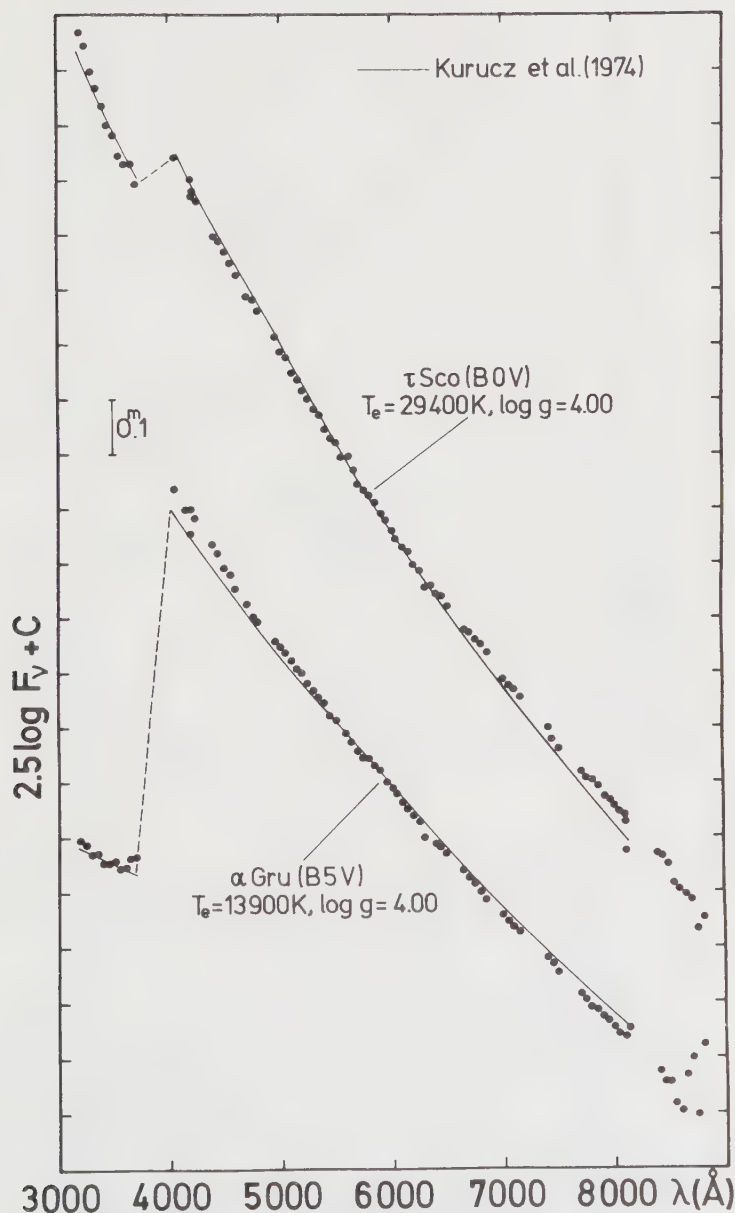


Abb. 20: Vergleich der gefundenen Energieverteilung mit Modellrechnungen von Kurucz et al. (1974).

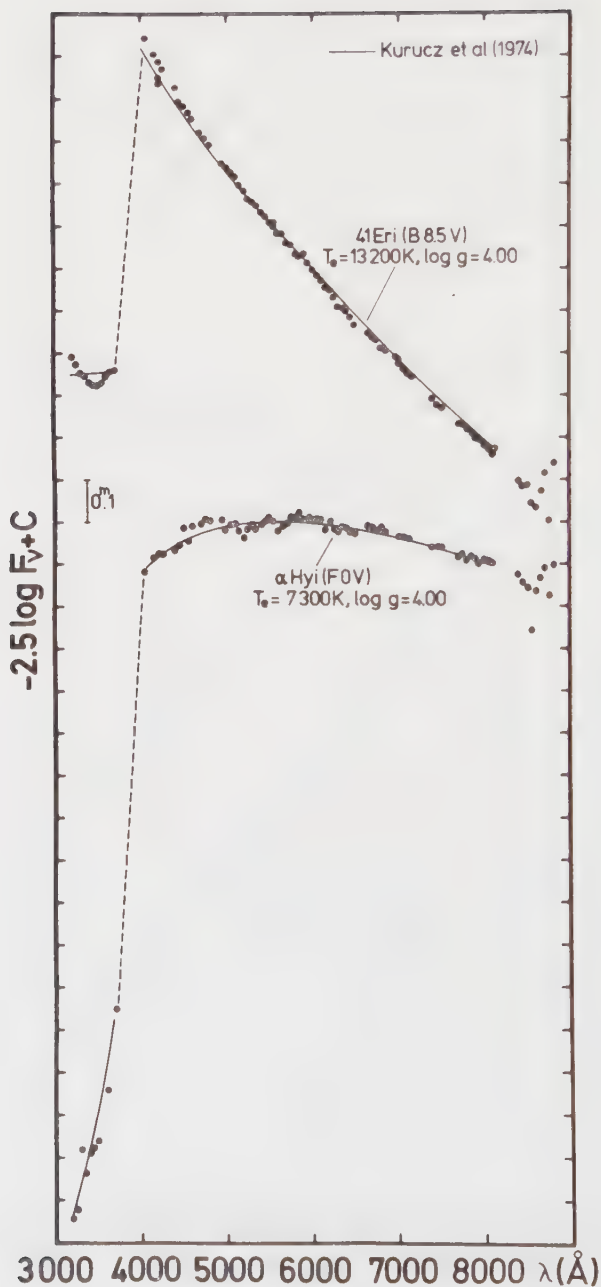


Abb. 21: Vergleich der gefundenen Energieverteilung mit Modellrechnungen von Kurucz et al. (1974).

τ Sco, wenn berücksichtigt wird, daß dieser Stern durch interstellare Extinktion verfärbt ist ($E_{(B-V)} = 0.05$). Da die Modellrechnungen nur für unverfärbte Sterne gültig sind, kann ein Verfärbungseffekt der gegebenen Größe die Steigung im Paschenkontinuum so verringern, daß bei unverändertem Balmersprung eine bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen erreicht wird.

Abb. 22 zeigt die Abhängigkeit der Effektivtemperatur von $B - V$ für unverfärbte Sterne, wobei $\theta_e = 5040/T_e$ bedeutet. Der gestrichelte Kurvenverlauf wird von Adams und Morton (1968) angegeben und beruht auf Modellrechnungen von Hickok und Morton (1968), Mihalas und Morton (1965), Adams und Morton sowie Mihalas (1966) (Die Auswahl des Modells richtet sich nach dem Spektraltyp). Zusätzlich eingetragen ist die von Wolff, Kuhl und Hayes (1968) gefundene Abhängigkeit. Ihre Temperaturskala beruht auf Kontinuumsmessungen an ca. 30 Sternen der Spektralklassen A und B, die mit den Modellrechnungen von Avrett und Strom (1965) sowie Mihalas (1966) verglichen wurden.

Die in der vorliegenden Arbeit gefundenen Effektivtemperaturen für α Gru und 41 Eri passen sich dem Kurvenverlauf gut an. Für τ Sco reduziert sich der Abstand, wenn die interstellare Extinktion auf der Abszisse berücksichtigt wird (siehe Pfeil!). Bei α Hyi bleibt die Effektivtemperatur wegen der vorgenommenen Extrapolation unsicher.

Die Anzahl der geeichten Hauptreihensterne reicht nicht aus, um

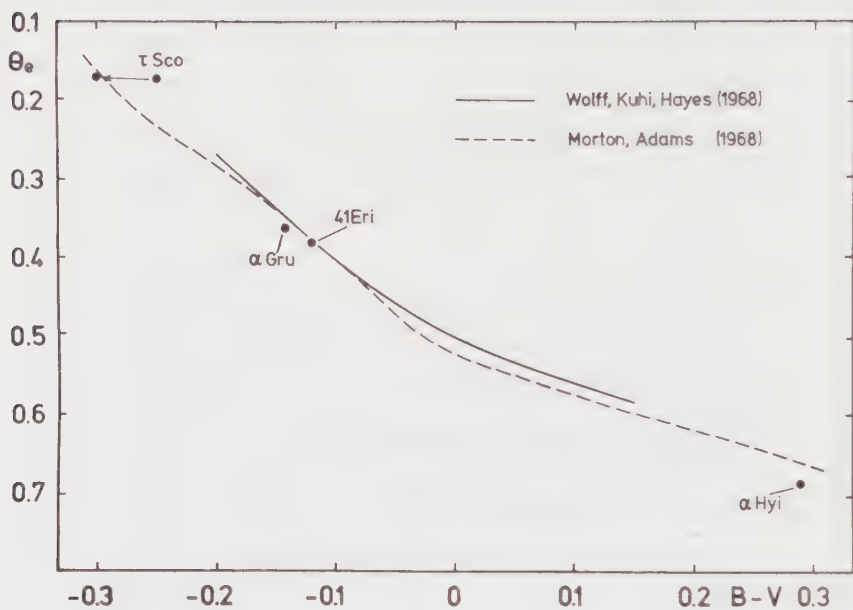


Abb. 22: Lage der 4 Hauptreihensterne im Temperatur-Farben-Diagramm.

die Temperaturskala der Frühtypsterne zu überprüfen. Es wäre deshalb wünschenswert, eine größere Anzahl unverfärbter Hauptreihensterne der verschiedensten Spektraltypen an die in dieser Arbeit geeichten Standardsterne anzuschließen. Damit ließe sich die Temperaturskala möglicherweise verbessern, wenn bei dem Anschluß unsichere Standardsterne wie α Eri, α Scl und ζ Pup ausgeschlossen bleiben und für die Berechnung der Effektivtemperaturen die Modelle von Kurucz et al. und anderen verwendet werden.

LITERATURVERZEICHNIS

- Albrecht, R., Boyce, P.B., Chastain, J.H., 1971
Publ. Astron. Soc. Pacific 83, 683
- Aller, L.H., Faulkner, D.J., Norton, R.H., 1966
Astrophys. J. 144, 1073
- Andrews, P.J., Breger, M., 1966, Observatory 86, 108
- Ångström, A., 1964, Tellus 16, 64
- Avrett, E.H., Strom, S.E., 1965, Astrophys. J. ^{Suppl} 12, 1
- Bernacca, P.L., Molnar, M.R., 1972, Astrophys. J. 178, 189
- Breger, M., 1967, Mon. Not. R. Astron. Soc. 136, 51
- Breger, M., 1976, Astrophys. J. Suppl., 32, 1
- Code, A.D., 1960, in "Stars and Stellar Systems" 6, Ed.: Jesse, L.,
Greenstein, University of Chicago Press, p. 50
- Conti, P.S., Niemela, V.S., 1976, Astrophys. J. 209, L 37
- Curcio, J.A., Drummer, L.F., Kneestrick, G.L., 1964, Applied
Optics, Vol. 3, 12, 1401
- Dachs, J., Maitzen, H.-M., Moffat, A.F.J., Sherwood, W.A.,
Stift, M., 1977, Astron. & Astrophys. 56, 417
- Davis, J., Webb, R.J., 1974, MNRAS 168, 163
- Gast, P.R., 1960, in "Handbook of Geophysics", McMillan, New York,
New York, p. 16.21
- Glushneva, J.N., 1964, Soviet-Astr.-A.J. 8, 1963
- Götz, F.W.P., 1939, in "Handbuch der Physik", 1957, Vol. XLVIII,
Geophysik II, p. 412, Ed.: Flüge, S.
- Gutiérrez-Moreno, A., Moreno, H., Stock, J., 1968, Univ. Chile
Dep. Astr. Pub. 8, 127
- Gutiérrez-Moreno, A., Moreno, H., Stock, J., 1967, Univ. Chile
Dep. Astr. Pub. 1, 45
- Gutiérrez-Moreno, A., Moreno, H., 1970, Univ. Chile Dep. Astr.
Pub. 2, 22
- Hardie, R.H., 1962, in "Stars and Stellar Systems, Vol. II, 178
- Haupt, W., Desjardins, R., Maitzen, H.-M., Rudolph, R.,
Schlosser, W., Schmidt-Kaler, Th., Tüg, H., 1976,
Astron. & Astrophys. 50, 85
- Hayes, D.S., 1970, Astrophys. J. 159, 165

- Hayes, D.S., Latham, D.W., 1975, *Astrophys. J.* 197, 593
- Hayes, D.S., Latham, D.W., Hayes, S.H., 1975,
Astrophys. J. 197, 587
- Hickok, F.R., Morton, D.C., 1968, *Astrophys. J.* 152, 203
- Hiltner, W.A., Williams, R.C., 1946, "Photometric Atlas of
Stellar Spectra", University of Michigan
- Jagaku, J., Sargent, W.C.W., 1961, *P.A.S.P.* 73, 249
- Jaschek, C., Jaschek, M., Kucawicz, B., 1964,
Z. Astrophys. 59, 108
- Kharitonov, A.V., 1963, *Soviet-Astr.-A.J.* 2, 258
- Kondrat'yev, K.Ya., 1969, in "Radiation in the Atmosphere",
Academic Press, New York
- Kunz, H., Lohrengel, J., 1975, *PTB Jahresbericht*
- Kurucz, R.L., Peytremann, E., Avrett, E.H., 1974, "Blanketed
Model Atmospheres for Early-Type Stars", Smithsonian
Institution, Washington D.C.
- Lanza, F., Ricolfi, T., 1976, *Istituto di Metrologia
G. Colonnetti, Turin, priv. Mitteilung*
- Lee, R.D., 1969, *N.B.S. Tech. Note*, Nr. 483, p. 1
- Mihalas, D., 1966, *Astrophys. J. Suppl* 13, 1
- Mihalas, D., 1972, *National Center for Atmospheric Research,
Techn. Note STR-76*, 114
- Morton, P.C., Adams, T.F., 1968, *Astrophys. J.* 151, 611
- Oke, J.B., 1964, *Astrophys. J.* 140, 689
- Oke, J.B., Schild, R.E., 1970, *Astrophys. J.* 161, 1015
- Pearse, R.W.B., Gaydon, A.G., 1965, in "The Identification of
Molecular Spectra", Chapman & Hall Ltd.
- Penndorf, R., 1954, *Geophys. Res. Paper No. 25*, Air Force
Cambridge Res. Lab., Bedford, Mass.
- Penndorf, R., 1957, *J. Opt. Soc. Am.*, 47, 176
- Snow, Th. P. Jr., Marlborough, J.M., 1976, *Astrophys. J.* 203, L 87
- Tüg, H., 1974, *Diplomarbeit*
- Tüg, H., 1974, *Astron. & Astrophys.* 37, 249
- Tüg, H., 1977, *ESO Messenger* 11, Dez. 77, p. 7

Tüg, H., White, N.M., Lockwood, G.W., 1977
Astron. & Astrophys. 61, 679

Van Citters, G.W., Morton, D.C., 1970, Astrophys. J., 161, 695

Willstrop, R.V., 1965, M.N.R.A.S. 69, 83

Wolff, S.C., Kuhl, L.V., Hayes, D.S., 1968,
Astrophys. J. 152, 871

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

λ (Å)	29 Psc	ζ^2 Cet	ϵ Ori	λ (Å)	29 Psc	ζ^2 Cet	ϵ Ori
3200	0.122	0.801	-0.703	6050	0.126	0.110	0.123
3250	0.139	0.823	-0.669	6100	0.132	0.118	0.142
3300	0.172	0.822	-0.618	6150	0.141	0.132	0.142
3350	0.169	0.829	-0.590	6200	0.157	0.140	0.165
3400	0.193	0.827	-0.574	6250	0.166	0.146	0.177
3450	0.195	0.823	-0.548	6300	0.176	0.163	0.187
3500	0.204	0.811	-0.537	6350	0.186	0.173	0.189
3550	0.206	0.799	-0.500	6400	0.203	0.182	0.212
3600	0.190	0.788	-0.504	6450	0.212	0.193	0.216
3650	0.183	0.758	-0.497	6500	0.223	0.202	0.228
3700	0.180	0.736	-0.462	6650	0.257	0.235	0.265
4050	-0.432	-0.392	-0.459	6700	0.264	0.236	0.286
4150	-0.394	-0.366	-0.410	6750	0.285	0.248	0.290
4200	-0.386	-0.355	-0.389	6800	0.289	0.260	0.291
4250	-0.369	-0.337	-0.383	6850	0.293	0.268	0.317
4400	-0.324	-0.299	-0.341	7000	0.333	0.296	0.348
4450	-0.309	-0.280	-0.315	7050	0.344	0.302	0.361
4500	-0.282	-0.263	-0.309	7100	0.347	0.315	0.367
4550	-0.276	-0.258	-0.276	7150	0.255	0.319	0.380
4600	-0.250	-0.238	-0.256	7400	0.408	0.364	0.433
4700	-0.218	-0.206	-0.236	7450	0.416	0.379	0.445
4750	-0.204	-0.194	-0.223	7500	0.422	0.383	0.457
4800	-0.192	-0.183	-0.207	7700	0.460	0.421	0.500
4950	-0.142	-0.137	-0.164	7750	0.471	0.427	0.518
5000	-0.129	-0.128	-0.156	7800	0.481	0.439	0.519
5050	-0.127	-0.120	-0.139	7850	0.486	0.442	0.536
5100	-0.116	-0.105	-0.116	7900	0.492	0.457	0.543
5150	-0.105	-0.095	-0.131	7950	0.509	0.465	0.546
5200	-0.094	-0.083	-0.101	8000	0.525	0.466	0.567
5250	-0.077	-0.072	-0.084	8050	0.530	0.477	0.580
5300	-0.063	-0.065	-0.069	8100	0.544	0.496	0.586
5350	-0.051	-0.048	-0.054	8400	0.581	0.546	0.657
5400	-0.045	-0.033	-0.041	8450	0.605	0.561	0.654
5450	-0.019	-0.027	-0.031	8500	0.607	0.567	0.674
5500	-0.016	-0.011	-0.017	8550	0.664	0.644	0.711
5550	-0.001	-0.006	-0.000	8600	0.661	0.642	0.703
5600	0.002	0.008	0.020	8650	0.568	0.539	0.642
5650	0.024	0.026	0.023	8700	0.557	0.500	0.664
5700	0.040	0.034	0.037	8750	0.673	0.640	0.701
5750	0.049	0.042	0.055	8800	0.534	0.477	0.675
5800	0.062	0.053	0.069	8850	0.608	0.555	0.663
5850	0.078	0.067	0.076	8900	0.507	0.429	0.604
5900	0.079	0.066	0.098	8950	0.532	0.519	0.692
5950	0.099	0.085	0.098				
6000	0.115	0.099	0.120				

Tabelle 15a: Spektrale Energieverteilung der Äquatorsterne, angeschlossen an die Standardsterne des Südhimmels.

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

λ (Å)	γ Gem	η Hya	α Leo	λ (Å)	γ Gem	η Hya	α Leo
3200	1.187	-0.294	0.404	6050	0.090	0.129	0.112
3250	1.204	-0.266	0.421	6100	0.095	0.150	0.116
3300	1.184	-0.227	0.438	6150	0.109	0.160	0.132
3350	1.198	-0.218	0.437	6200	0.119	0.187	0.158
3400	1.190	-0.184	0.458	6250	0.127	0.186	0.154
3450	1.170	-0.164	0.461	6300	0.140	0.197	0.164
3500	1.158	-0.158	0.463	6350	0.145	0.215	0.179
3550	1.100	-0.157	0.464	6400	0.147	0.228	0.182
3600	1.089	-0.164	0.457	6450	0.162	0.236	0.190
3650	1.059	-0.153	0.443	6500	0.171	0.253	0.199
3700	0.996	-0.145	0.413	6650	0.214	0.288	0.232
4050	-0.327	-0.449	-0.391	6700	0.190	0.304	0.239
4150	-0.304	-0.435	-0.372	6750	0.200	0.312	0.251
4200	-0.297	-0.435	-0.364	6800	0.211	0.326	0.268
4250	-0.280	-0.421	-0.340	6850	0.220	0.343	0.270
4400	-0.246	-0.350	-0.303	7000	0.247	0.367	0.302
4450	-0.242	-0.339	-0.299	7050	0.252	0.390	0.308
4500	-0.226	-0.316	-0.277	7100	0.267	0.394	0.315
4550	-0.220	-0.314	-0.264	7150	0.271	0.409	0.327
4600	-0.219	-0.283	-0.254	7400	0.311	0.462	0.374
4700	-0.189	-0.259	-0.231	7450	0.316	0.470	0.375
4750	-0.173	-0.224	-0.218	7500	0.322	0.487	0.389
4800	-0.167	-0.198	-0.181	7700	0.363	0.513	0.426
4950	-0.131	-0.166	-0.166	7750	0.362	0.524	0.436
5000	-0.115	-0.151	-0.149	7800	0.370	0.542	0.443
5050	-0.102	-0.126	-0.143	7850	0.377	0.547	0.449
5100	-0.091	-0.148	-0.114	7900	0.391	0.568	0.462
5150	-0.069	-0.118	-0.095	7950	0.399	0.555	0.488
5200	-0.063	-0.115	-0.090	8000	0.406	0.584	0.474
5250	-0.048	-0.095	-0.078	8050	0.412	0.585	0.495
5300	-0.047	-0.078	-0.063	8100	0.418	0.607	0.493
5350	-0.042	-0.061	-0.053	8400	0.468	0.663	0.548
5400	-0.032	-0.036	-0.024	8450	0.481	0.668	0.562
5450	-0.021	-0.033	-0.026	8500	0.484	0.674	0.558
5500	-0.011	-0.020	-0.016	8550	0.552	0.755	0.632
5550	0.000	-0.004	-0.001	8600	0.536	0.727	0.614
5600	0.009	0.004	0.011	8650	0.429	0.677	0.507
5650	0.017	0.030	0.030	8700	0.400	0.708	0.519
5700	0.027	0.042	0.034	8750	0.529	0.821	0.638
5750	0.039	0.048	0.042	8800	0.352	0.718	0.472
5800	0.046	0.065	0.054	8850	0.448	0.830	0.575
5850	0.052	0.086	0.073	8900	0.342	0.625	0.449
5900	0.062	0.099	0.082	8950	0.427	0.543	0.528
5950	0.075	0.108	0.093				
6000	0.079	0.117	0.098				

Tabelle 15 b

$$m_V = -2.5 \lg F_V + C$$

λ (Å)	θ Vir	ζ Oph	ϵ Aqr	λ (Å)	θ Vir	ζ Oph	ϵ Aqr
3200	1.161	-0.181	1.187	6050	0.094	0.075	0.087
3250	1.173	-0.178	1.174	6100	0.101	0.082	0.103
3300	1.155	-0.145	1.171	6150	0.107	0.087	0.113
3350	1.162	-0.137	1.161	6200	0.132	0.061	0.124
3400	1.145	-0.135	1.162	6250	0.123	0.097	0.128
3450	1.132	-0.115	1.149	6300	0.133	0.107	0.137
3500	1.131	-0.118	1.127	6350	0.146	0.110	0.152
3550	1.092	-0.097	1.103	6400	0.151	0.123	0.151
3600	1.091	-0.112	1.082	6450	0.161	0.128	0.161
3650	1.039	-0.116	1.054	6500	0.173	0.133	0.171
3700	0.991	-0.093	0.986	6650	0.190	0.153	0.196
4050	-0.316	-0.197	-0.329	6700	0.196	0.167	0.203
4150	-0.311	-0.176	-0.312	6750	0.215	0.168	0.216
4200	-0.302	-0.152	-0.297	6800	0.213	0.175	0.218
4250	-0.285	-0.162	-0.280	6850	0.215	0.179	0.228
4400	-0.251	-0.144	-0.237	7000	0.249	0.197	0.252
4450	-0.250	-0.129	-0.231	7050	0.251	0.207	0.261
4500	-0.240	-0.129	-0.222	7100	0.267	0.207	0.271
4550	-0.229	-0.117	-0.210	7150	0.274	0.212	0.285
4600	-0.220	-0.114	-0.206	7400	0.318	0.242	0.318
4700	-0.210	-0.097	-0.184	7450	0.322	0.256	0.324
4750	-0.191	-0.098	-0.167	7500	0.315	0.266	0.338
4800	-0.170	-0.107	-0.148	7700	0.358	0.290	0.368
4950	-0.145	-0.083	-0.124	7750	0.359	0.296	0.367
5000	-0.123	-0.079	-0.113	7800	0.372	0.302	0.379
5050	-0.106	-0.076	-0.099	7850	0.385	0.311	0.390
5100	-0.082	-0.067	-0.096	7900	0.383	0.312	0.391
5150	-0.066	-0.055	-0.084	7950	0.383	0.307	0.400
5200	-0.059	-0.057	-0.068	8000	0.403	0.328	0.407
5250	-0.050	-0.054	-0.059	8050	0.412	0.329	0.419
5300	-0.050	-0.038	-0.047	8100	0.411	0.345	0.420
5350	-0.036	-0.030	-0.043	8400	0.464	0.375	0.485
5400	-0.020	-0.036	-0.032	8450	0.473	0.387	0.484
5450	-0.017	-0.011	-0.024	8500	0.492	0.394	0.492
5500	-0.010	-0.006	-0.009	8550	0.565	0.447	0.582
5550	0.003	0.001	-0.001	8600	0.553	0.425	0.547
5600	0.004	0.006	0.010	8650	0.417	0.377	0.453
5650	0.019	0.009	0.018	8700	0.407	0.430	0.387
5700	0.025	0.022	0.032	8750	0.574	0.483	0.529
5750	0.030	0.029	0.035	8800	0.377	0.472	0.350
5800	0.037	0.037	0.045	8850	0.451	0.523	0.462
5850	0.052	0.045	0.053	8900	0.347	0.456	0.365
5900	0.070	0.067	0.067	8950	0.345	0.537	0.385
5950	0.070	0.059	0.078				
6000	0.075	0.064	0.080				

Ich danke Herrn Prof. Th. Schmidt-Kaler für die Anregung und Förderung dieser Arbeit und für die zur Verfügung gestellten langen Beobachtungszeiten an der Bochumer Außenstation auf La Silla/Chile.

Beim Absolutanschluß war ich auf die Unterstützung eines zweiten Beobachters angewiesen. Hier möchte ich mich besonders bei den Herren Dr. Sherwood, Dr. Moffat und Prof. Hardorp bedanken.

Mein Dank gilt ferner Herrn Prof. Hall, Dr. White und Dr. Lockwood, welche die Beobachtungen am Lowell-Observatorium ermöglichten und tatkräftig unterstützten.

Herrn Brauer danke ich für die sorgfältigen Zeichnungen und Herrn Hünecke für die photographischen Arbeiten.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die finanzielle Unterstützung dieses Forschungsvorhabens.

Lebenslauf

- 1938 am 3. September in Essen geboren
Vater: Philipp Tüg, Elektroschweißer
Mutter: Martha, geb. Choinka, Hausfrau
- 1944/49 5 Klassen Grundschule
- 1949/55 6 Klassen Realschule
- 1955/58 Chemielaborantenlehre beim TÜV, Essen
- 1958/61 5 Semester Besuch der Staatl. Ingenieurschule
in Essen, Abt. Chemie, mit Abschlußexamen
- 1961/62 Betriebsingenieur in der Raffinerie der
Gelsenberg-Benzin AG in Gelsenkirchen
- 1962/67 Chemieingenieur im Entwicklungslaboratorium
der Varta AG in Hagen/Westf.
Arbeitsgebiet: Elektrochemie
- 1966/69 Besuch des Abendgymnasiums in Dortmund
- 1969 Immatrikulation an der Ruhr-Universität Bochum
Physikstudium
- 1970 Diplom-Vorprüfung in Physik
- 1972 Diplomarbeit im Astronomischen Institut der Ruhr-
Universität Bochum über das Thema:
"Bau einer Standardlichtquelle (Schwarzer Strahler)
zur Absoluteichung der Sternstrahlung"
- 1974 Diplomprüfung in der Abteilung für Physik und
Astronomie der Ruhr-Universität Bochum

